www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

17e JAARGANG No. 7-8, blz. 201-248 JULI-AUGUSTUS 1955

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EENVOUDIGE THEORIE VAN DE LAGENTRANSISTOR

door F. H. STIELTJES en L. J. TUMMERS.

537.311.33:621.375.4

In de toekomstige ontwikkeling van de electronische industrie zal ongetwijfeld de transistor meer en meer op de voorgrond treden en het is zeer wel denkbaar dat deze kristalversterker binnen afzienbare tijd in dit tijdschrift een even veelvuldig ter sprake komend schakelelement zal worden als de radiobuis. Het lijkt daarom wenselijk een serie artikelen te wijden aan de theoretische grondslagen van de transistor en van zijn gedrag in schakelingen. Dit eerste artikel behandelt de eenvoudige theorie van de transistor, geldig voor kleine stroomdichtheden en lage frequenties (audiofrequenties).

Inleiding

Een transistor is een kristalversterker, die toepassing vindt voor het versterken van electrische signalen. Hij wordt vervaardigd van een halfgeleidend materiaal, waarvoor men tot nu toe hoofdzakelijk eenkristallen van germanium gebruikt. De werking van de „lagentransistor", zo genoemd omdat hij een gelaagde structuur bezit, berust op de eigenschappen van zg. *P-N*-overgangen [1]). Deze eigenschappen zijn reeds besproken in een vorig artikel in dit tijdschrift [2]) (verder geciteerd als I), waarin de gelijkrichtende werking van een *P-N*-overgang werd verklaard. Voor zover zij nodig zijn voor het begrijpen van het transistormechanisme, vatten wij de in I vermelde feiten nog eens samen.

P- en N-gebieden in germanium; P-N-overgang

In germanium wordt het electrische geleidingsvermogen veroorzaakt door twee soorten ladingsdragers: de „geleidingselectronen" en de „geleidingsgaten", verder kortheidshalve „electronen" en „gaten" genoemd. Gaten doen zich voor als positieve bewegelijke ladingsdragers. Zijn geen uitwendige invloeden werkzaam (rusttoestand), dan is, in ieder punt van het kristal, het product van de concentratie der gaten en de concentratie der electronen gelijk aan een voor germanium karakteristieke constante (die sterk toeneemt met de temperatuur). Bij aanwezigheid van sporen van bepaalde chemische elementen in het kristalrooster wordt de concentratie van de gaten groot, en, gezien het constante product, die van de electronen dus klein; we hebben dan *P*-germanium. Andere elementen verhogen de concentratie van de electronen en verlagen dus die van de gaten; dan spreekt men van *N*-germanium. De ladingsdragers die in grootste, resp. kleinste concentratie aanwezig zijn, noemt men meerderheids- resp. minderheidsladingsdragers; minderheidsladingsdragers zijn in een *P*-gebied dus de electronen, in een *N*-gebied de gaten.

In de eenvoudige theorie van de *P-N*-overgang, en ook van de transistor, mag men aannemen dat in een gebied waar de aanwezige vreemde chemische elementen homogeen zijn verdeeld, ieder volume-element electrisch neutraal is [3]). Samen met de voorwaarde der constantheid van het product der gaten- en electronenconcentraties, bepaalt de neutraliteitsvoorwaarde de waarden dezer concentraties in homogene kristalgebieden in de rust-

[1]) Het idee van de lagentransistor is ontstaan in het brein van Shockley, die, nadat hij de theorie van de *P-N*-overgang had opgesteld, de opbouw van de lagentransistor heeft aangegeven en de eigenschappen ervan heeft voorspeld. Zie Bell Syst. techn. J. **28**, 435-489, 1949.

[2]) J. C. van Vessem, Werking en constructie van germaniumdiodes, Philips techn. T. **16**, 230-341, 1954 (No. 8).

[3]) Strikt genomen kunnen aan de uiterste randen van een homogeen kristalgebied wel ruimteladingen optreden. De afstanden waarover deze ruimteladingsgebieden zich uitstrekken, zijn echter steeds zo klein dat wij ze ten opzichte van de andere afstanden die bij de theorie van de transistor een rol spelen, zonder bezwaar kunnen verwaarlozen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

toestand. Voor de aldus vastgelegde concentratiewaarden reserveren wij de naam „evenwichtsconcentraties".

P- en *N*-gebieden kunnen in hetzelfde kristal voorkomen. Ter plaatse van de overgang van een *P*- naar een *N*-gebied kunnen grote ruimteladingsdichtheden optreden. Het ruimteladingsgebied, dat zeer dun is (zie ook noot [3]), en dat men zich door twee meer of minder scherp gedefinieerde vlakken *1* en *2* begrensd kan denken, noemt men de „*P-N*-overgang", of ook wel de „barrière". In *fig. 1a* zijn de evenwichtsconcentraties voorgesteld van meerderheids- en minderheidsladingsdragers in de homogeen onderstelde *P*- en *N*-gebieden ter weerszijden van zo'n barrière. Hoe de concentraties in de barrière zelf verlopen, is voor de eenvoudige theorie van de transistor niet van belang. Een in de practijk voorkomende waarde van de evenwichtsconcentratie der minderheidsladingsdragers is bijv. 10^{11} per cm^3; die van de meerderheidsladingsdragers is dan $5 \cdot 10^{15}$ per cm^3 (bij kamertemperatuur is het constante product namelijk ca. $5 \cdot 10^{26}$).

In het volgende beschouwen wij hoofdzakelijk minderheidsladingsdragers. We zullen namelijk zien dat, hoewel meerderheidsladingsdragers bij de te beschrijven physische processen onontbeerlijk zijn, de eigenschappen van een *P-N*-overgang en van een transistor niettemin grotendeels worden bepaald door het gedrag der minderheidsladingsdragers. Bovendien zal blijken dat stromen van

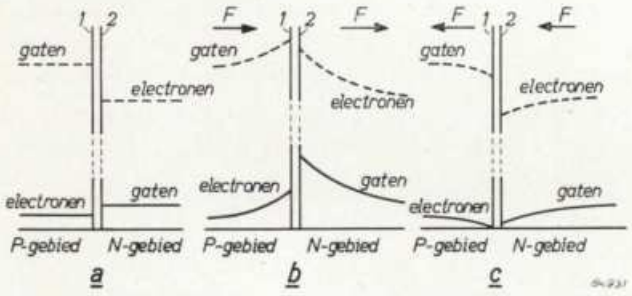


Fig. 1. Concentraties van minderheidsladingsdragers (getrokken) en van meerderheidsladingsdragers (gestippeld), als functie van de plaats, ter weerszijden van een *P-N*-overgang in een germaniumkristal. De concentratie der meerderheidsladingsdragers is in practische gevallen 10^4 tot 10^6 maal die van de minderheidsladingsdragers. *1* en *2* markeren de grensvlakken van de overgang.
a) Rusttoestand: er is geen spanning over het kristal aangelegd; overal buiten de overgang heersen evenwichtsconcentraties, die men door toevoeging van geschikte chemische elementen in de juiste hoeveelheden, zowel in het *P*- als in het *N*-gebied binnen wijde grenzen de waarden kan geven die men wenst (behoudens de voorwaarde dat hun product constant is).
b) Er is een spanning over het kristal aangelegd die de potentiaal van het *P*-gebied verhoogt ten opzichte van het *N*-gebied. Het electrische veld *F*, dat de richting heeft van de pijlen, drijft meerderheidsladingsdragers (gaten in het *P*- en electronen in het *N*-gebied) naar de *P-N*-overgang toe.
c) De polariteit van de spanning heeft, vergeleken met (*b*), het tegengestelde teken. Nu drijft het veld meerderheidsladingsdragers van de *P-N*-overgang af.

minderheidsladingsdragers (kort: minderheidsstromen) voor rechtstreekse berekening toegankelijk zijn en dat men, wanneer deze stromen bekend zijn, gemakkelijk conclusies kan trekken omtrent de meerderheidsstromen.

De concentratie van minderheidsladingsdragers (kort: minderheidsconcentratie) zullen wij algemeen aanduiden met g en de evenwichtswaarde van de minderheidsconcentraties met G. Waar nodig, zullen wij met een index aangegeven op welk gebied de concentratie betrekking heeft.

Concentratieveranderingen bij een aangelegde spanning

Wordt een spanning aangelegd tussen een *P*- en een *N*-gebied, dan treden in de omgeving van de overgang afwijkingen van de evenwichtsconcentraties op (fig. 1*b* en *c*). Is het gedeelte van het aangelegde potentiaalverschil dat tussen de grensvlakken *1* en *2* van de *P-N*-overgang komt te staan, V (V wordt positief gerekend als de potentiaal van het *P*-gebied verhoogd is ten opzichte van die van het *N*-gebied), dan geldt voor de minderheidsconcentraties in deze grensvlakken:

$$g = G\, e^{Vq/kT} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$-q$ is de lading van het electron, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur [4]). Voor elk der beide grensvlakken moet voor G natuurlijk de eigen evenwichtsconcentratie worden ingevuld.

Voor een gegeven *P-N*-overgang worden de minderheidsconcentraties in de grensvlakken dus *gefixeerd* door de uitwendige spanning over de overgang. Wij vermelden hier dat als een spanning wordt aangelegd, de neutraliteitsvoorwaarde voor homogene kristalgebieden buiten de overgang geldig blijft [5]), maar dat de voorwaarde dat het product van meerderheids- en minderheidsladingsdragers constant is, dan vervalt. De neutraliteitsvoorwaarde houdt in dat, buiten de overgang, in ieder punt van een homogeen kristalgebied waar de minderheidsconcentratie veranderd is, de meerderheidsconcentratie met een gelijk bedrag veranderd moet zijn.

Diffusiestromen van minderheidsladingsdragers; doorlaat- en keerrichting

Zoals uitvoerig is besproken in I, ontstaan en verdwijnen voortdurend electronen en gaten in paren: zg. generaties en recombinaties. Generaties overheersen indien de concentraties beneden de

[4]) In I is q/kT ingevoerd als een niet nader gespecificeerde constante a; V correspondeert met $-\Delta\varphi$ in het artikel I, terwijl (1) correspondeert met de formules (16 *a*) en (16 *b*) in dat artikel.
[5]) Van deze neutraliteitsvoorwaarde is in het artikel I gebruik gemaakt om formule (1) af te leiden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

evenwichtswaarden liggen, recombinaties overheersen in het tegengestelde geval. Deze processen maken dat de concentraties geleidelijk tot de evenwichtswaarden naderen als de afstand tot de P-N-overgang toeneemt, en veroorzaken zodoende concentratiegradienten. Overal waar in de concentratie van transportabele deeltjes die deelnemen aan de warmtebeweging, een gradient heerst, stuurt de warmtebeweging gemiddeld meer deeltjes in de richting van hoge naar lage concentratie dan omgekeerd. Dit verschijnsel noemt men diffusie. De grootte van de diffusiestroomdichtheid is (afgezien van het teken) evenredig met de concentratiegradient ter plaatse; de evenredigheidsconstante D heet „diffusieconstante".

De ladingsdragers ondergaan zowel de invloed van het electrische veld als van de diffusie: de resulterende stroom is een superpositie van de veldstroom en de diffusiestroom. Wat de meerderheidsstroom betreft, werken veld en diffusie elkaar tegen; men ziet bijv. in fig. 1*b* dat het veld gaten naar rechts drijft, maar de concentratiegradient in het P-gebied drijft ze naar links. Het veld, dat de gehele verandering in gang zette, behoudt echter de overhand. Voor de minderheidsladingsdragers ondersteunen veld en diffusie elkaar. *De minderheidsstroom ten gevolge van het electrische veld is echter overal verwaarloosbaar ten opzichte van de totale stroom (meerderheids- plus minderheidsstroom).* De oorzaak hiervan moet men zoeken in de grote verschillen tussen meerderheids- en minderheidsconcentraties: daar de veldstromen evenredig zijn met de concentraties, zal een veld dat een redelijke stroom van meerderheidsladingsdragers veroorzaakt, geen merkbare stroom van minderheidsladingsdragers opwekken. Daar waar de minderheidsstroom een merkbare bijdrage tot de totale stroom levert, moet deze bijdrage dus vrijwel geheel door diffusie veroorzaakt worden. *Wat de minderheidsstroom betreft behoeven we dus alleen de diffusiestroom in rekening te brengen.* Zo is de gatenstroom die in fig. 1*b* van de P-N-overgang af het N-gebied binnenvloeit een vrijwel zuivere diffusiestroom. Deze stroom wordt in stand gehouden door een voortdurende aanvoer van gaten uit het P-gebied. In fig. 1*c* is de gatendiffusiestroom in het N-gebied naar de P-N-overgang toe gericht. De gaten die de overgang bereiken, worden aan de andere zijde onder invloed van het electrische veld, tegen de diffusiewerking in, afgevoerd, het P-gebied in. De electronenstromen in fig. 1*b* en *c* komen op analoge wijze tot stand.

Dat minderheidsladingsdragers vrijwel uitsluitend door diffusie bewegen, kan men als volgt op meer kwantitatieve wijze inzien.

De gatenstroom I^+ bestaat uit een gedeelte I_F^+, geleverd door het veld, en een gedeelte I_d^+, geleverd door de diffusie. Hetzelfde geldt voor de electronenstroom I^-, die bestaat uit I_F^- en I_d^-. Stel dat in het N-gebied het veld een fractie A van de minderheidsstroom (de gatenstroom dus) zou verzorgen. Dan is:

$$I_F^+ = A\, I^+,$$

en dus

$$I_d^+ = (1-A)\, I^+.$$

Het veld zal een meerderheidsstroom van electronen opwekken, die een zekere factor B groter is dan de gatenstroom, dus:

$$I_F^- = B\, I_F^+ = BA I^+.$$

We beschouwen hier alleen gevallen waar overal de meerderheidsconcentratie zeer veel groter is dan de minderheidsconcentratie. Dan is B een zeer groot getal: de orde van grootte is bijv. 10^5.

Daar de gaten- en de electronenconcentratie hetzelfde verloop vertonen, zijn de concentratiegradienten voor de twee soorten ladingsdragers in dezelfde doorsnede gelijk. De diffusieconstante van de electronen is circa tweemaal zo groot als die van de gaten, en de diffusiestroom van electronen is dus een factor $M \approx 2$ groter dan die der gaten. Wegens het verschil in teken van de lading zijn de stromen, electrisch gezien, echter tegengesteld gericht:

$$I_d^- = -M\, I_d^+ = -M\,(1-A)\, I^+.$$

De totale stroom is

$$I = I^+ + I^- = I^+ + I_F^- + I_d^- = \{1 + BA - M(1-A)\}\, I^+, \text{ zodat}$$

$$\frac{I^+}{I} = \frac{1}{1 - M + (B+M)\,A}. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Stel dat de stroom van minderheidsladingsdragers voor 1% veldstroom zou zijn, dus dat $A = 10^{-2}$. Dan bedraagt ($B = 10^5$ en $M = 2$ genomen) I^+ circa één duizendste van de totale stroom en is de gehele minderheidsstroom dus verwaarloosbaar. Dit geval is niet interessant. Overal echter waar I^+ een niet verwaarloosbaar deel uitmaakt van de totale stroom, is A zeer klein. Men rekent gemakkelijk na dat $A \approx 10^{-3}$ als $I^+/I = 1\%$, terwijl A kleiner wordt naarmate I^+/I toeneemt. Is er een merkbare minderheidsstroom, dan is dit dus een vrijwel zuivere diffusiestroom.

Ver van de P-N-overgang af, waar de evenwichtsconcentraties heersen, is de invloed van de diffusie geheel verdwenen en ook de minderheidsstroom is dus een zuivere veldstroom. Daar is echter de minderheidsstroom in zijn geheel verwaarloosbaar klein, in overeenstemming met de uit (2) getrokken conclusies.

Het feit dat het gedrag van minderheidsladingsdragers uitsluitend door diffusie wordt bepaald, is de oorzaak dat dit gedrag veel gemakkelijker is te analyseren dan dat der meerderheidsladingsdragers. In het artikel I (pag. 238) is voor het eendimensionale geval, dat wij hier steeds zullen beschouwen (x is de enige voorkomende plaatscoördinaat), afgeleid dat de minderheidsconcentratie volgens een exponentiële functie van x tot de evenwichtswaarde nadert. De afstand L waarover de afwijking van de evenwichtswaarde verandert met een factor

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

e, is de zg. diffusielengte [6]). Het feit dat hier een exponentiële functie optreedt, levert het verband (zie *fig. 2*):

$$\frac{dg(x)}{dx} = \frac{g(x) - G}{L} \quad \ldots\ldots (3)$$

Voor de minderheidsstroom, welke immers een diffusiestroom (I_d) is, geldt [7]):

$$I_d = q\,D\,\frac{dg(x)}{dx},$$

of, na combinatie met (3):

$$I_d = q\,D\,\frac{g(x) - G}{L} \quad \ldots\ldots (4)$$

In deze formules is afgezien van het teken van $dg(x)/dx$ en van I_d; het teken van I_d kan men echter met een blik op de figuur vaststellen. Voor D moet de diffusieconstante voor gaten, D_p, of die voor electronen, D_n, worden ingevuld, al naar gelang de minderheidsstroom uit gaten of electronen bestaat. D_n is ongeveer tweemaal zo groot als D_p. De waarde van L hangt sterk af van verstoringen in de periodiciteit van het kristal en van de aanwezige verontreinigingen, en kan in verschillende homogene kristalgebieden geheel verschillende waarden hebben. In het volgende zullen wij, waar nodig, door een index bij L aangeven op welk gebied de grootheid betrekking heeft [8]).

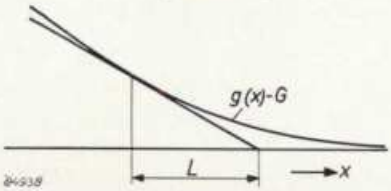


Fig. 2. Het verschil $g(x)-G$ tussen de concentratie $g(x)$ van minderheidsladingsdragers en hun evenwichtsconcentratie G verloopt, in het eendimensionale geval, volgens een exponentiële functie. De subtangens van zo'n functie is constant en gelijk aan de afstand waarover de functie met een factor e in waarde verandert (diffusielengte L). Voor iedere waarde van x is dus, als we afzien van het teken, $dg(x)/dx = \{g(x)-G\}/L$.

Daar $g(x)$ in de grensvlakken van de P-N-overgang wordt gegeven door (1), kunnen wij de minderheidsstromen in deze grensvlakken uitdrukken in de spanning over de P-N-overgang:

$$I_d = q\,\frac{DG}{L}\,(e^{Vq/kT} - 1) \quad \ldots\ldots (5)$$

De som van deze minderheidsstromen levert de totale stroom door het kristal. Immers, de totale stroom is de gatenstroom plus de electronenstroom, beide genomen op dezelfde plaats, bijv. in doorsnede *2* (zie fig. 1). De electronenstroom in *2* is echter gelijk aan die in *1*, want de invloed van generaties en recombinaties in de P-N-overgang, die steeds zeer dun is, is verwaarloosbaar. Men ziet hier hoe men de electronenstroom in *2*, waar hij meerderheidsstroom is, te weten komt door hem te berekenen in *1*, waar hij minderheidsstroom is.

In *fig. 3a* en *b* is het concentratieverloop van minderheidsladingsdragers bij een P-N-overgang en het verband met de diffusielengten getekend voor beide spanningsrichtingen. Uit deze figuren kan men de waarde van de minderheidsstromen bij de overgang, en dus ook de waarde van de totale stroom, gemakkelijk afleiden. In fig. 3*c* en *d* is getekend hoe bij een P-N-overgang gaten- en electronenstroom geleidelijk in elkaar overgaan.

Wordt V in toenemende mate negatief, dan naderen, zoals blijkt uit (5), de diffusiestromen tot een verzadigingswaarde. Ook uit fig. 3*b* is direct zichtbaar dat verzadiging moet optreden: de minderheidsconcentraties kunnen immers niet beneden nul zakken. Daar bij kamertemperatuur $kT/q \approx 1/40$ volt, heeft bij een spanning van —1 volt over een P-N-overgang de stroom de verzadigingswaarde al lang bereikt. Met het minteken bedoelen wij dat de spanning in de keerrichting staat. Is V positief, dan groeit de stroom snel aan met de spanning; deze staat nu in de doorlaatrichting.

De volgende opmerking moge dienen om duidelijk te laten uitkomen dat de electrische geleidingsvermogens der aan elkaar grenzende P- en N-gebieden een zeer ongewone invloed hebben op de stroom over de P-N-overgang. De bijdrage van elk der twee typen ladingsdragers tot de stroom is blijkens (5) evenredig met de minderheidsevenwichtsconcentraties G. Het geleidingsvermogen in een homogeen kristalgebied is groter naarmate de meerderheidsconcentratie groter, en de minderheidsconcentratie dus kleiner is. Bij een gegeven spanning over een P-N-overgang is de stroom dus geringer naarmate het P- en het N-gebied ter weerszijden van de overgang beter geleiden. Dit komt doordat niet de electrische geleiding, maar de diffusie het proces is dat de stroom bepaalt.

Werking van de lagentransistor

Grondslag van de versterking door een transistor

Een transistor bestaat uit een germaniumééenkristal waarin een P-N-overgang op korte afstand in de x-richting wordt gevolgd door een N-P-over-

[6]) Eigenlijk zou diffusie-recombinatielengte een betere naam zijn, want L blijkt de afstand te zijn waarover de minderheidsladingsdragers zich gemiddeld in de x-richting verplaatsen door diffusie, alvorens te verdwijnen door recombinatie.

[7]) Strikt genomen is hier niet de stroom, maar de stroomdichtheid in het spel. Men kan zich eenvoudigheidshalve voorstellen dat we een P-N-overgang beschouwen met een doorsnede gelijk aan de eenheid van oppervlakte.

[8]) Wij wijken hier wederom af van de notatie in het artikel I. In I slaan namelijk de indices n en p bij de aldaar op pag. 238 genoemde diffusielengten L_n en L_p op het type ladingsdrager.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

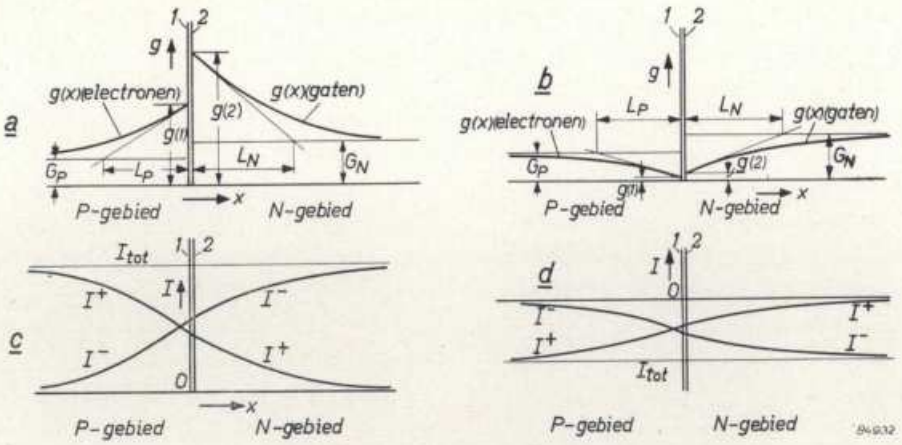


Fig. 3. Verloop van de concentratie g der minderheidsladingsdragers (electronen in het P-gebied, gaten in het N-gebied) bij een P-N-overgang. De in de grensvlakken *1* en *2* van de overgang optredende concentratiegradienten kan men uit de figuur aflezen, waarna men ook de minderheidsstromen zelf rechtstreeks kan opschrijven. L_P en L_N zijn resp. de diffusielengten in het P- en in het N-gebied.
a) De spanning over de overgang is positief; het veld drijft gaten naar rechts (geval van fig. 1*b*).
b) De spanning is even groot, maar negatief; het veld drijft gaten naar links (geval van fig. 1*c*).
c) Gatenstroom I^+ en electronenstroom I^- bij de P-N-overgang in de situatie (*a*). Bij aangroeiende x gaat de gatenstroom geleidelijk over in een electronenstroom, waarbij de totale stroom constant blijft.
d) Gatenstroom en electronenstroom in situatie (*b*). Beide stromen zijn nu negatief en bovendien veel kleiner dan in situatie (*a*): de spanning staat in de keerrichting, terwijl zij in (*a*) in de doorlaatrichting staat.

gang. Men heeft dus twee P-gebieden, gescheiden door een dun N-gebied, de zg. „basis". De gebieden worden alle drie voorzien van een electrode (*fig. 4*).

Alvorens de werking van de transistor in detail te bekijken, willen wij de essentie ervan samenvatten.

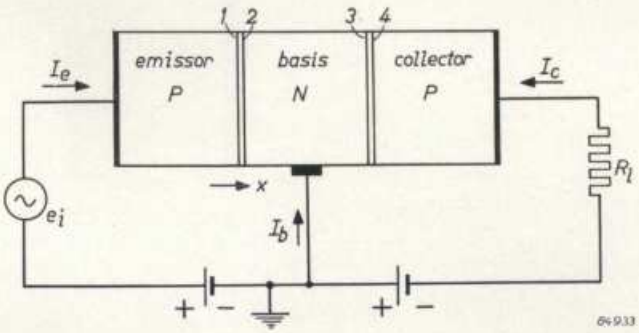


Fig. 4. Schematische voorstelling van een P-N-P-transistor. Tussen de P-gebieden links en rechts, resp. „emissor" en „collector" genoemd, bevindt zich de „basis" van N-germanium. I_e, I_c en I_b zijn resp. de emissor-, de collector- en de basisstroom. Stromen in de pijlrichtingen worden positief gerekend. *1*, *2*, *3* en *4* markeren de grensvlakken van de P-N- en van de N-P-overgang. e_i ingangswisselspanningsbron; R_l weerstand in de collectorketen, waarover de versterkte spanning verschijnt.

In het ene eindvlak van de basis (doorsnede *2*, zie *fig. 5*) fixeert men de minderheidsconcentratie (gaten) op een waarde $g(2)$ boven de evenwichtswaarde door over de P-N-overgang een spanning in de doorlaatrichting te zetten. In het andere eindvlak (doorsnede *3*) fixeert men de gatenconcentratie op nul door een voldoend grote spanning in de keerrichting over de N-P-overgang. Er ontstaat nu in de basis een grote concentratiegradient in de x-richting. Daar de stroom van minderheidsladingsdragers een diffusiestroom is, heeft de concentratiegradient een stroom van gaten in de x-richting tot gevolg. Deze gatenstroom wordt onder-

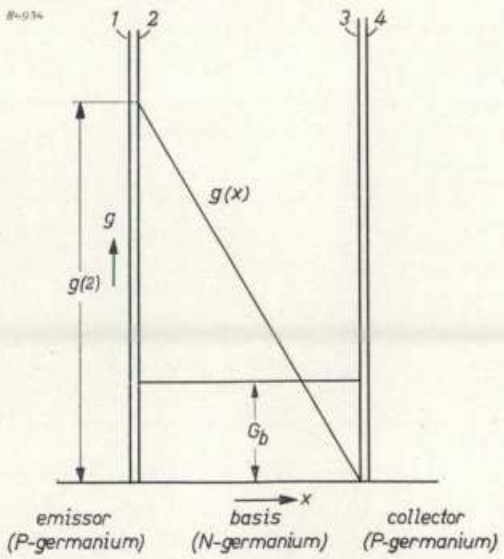


Fig. 5. Ter verklaring van de essentie van de transistorwerking is alleen de concentratie van de minderheidsladingsdragers $g(x)$ in de basis van een lagentransistor getekend als functie van de plaats x. G_b stelt de evenwichtsconcentratie van de minderheidsladingsdragers in de basis voor.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

houden door een voortdurende aanvoer uit het P-gebied links; dit P-gebied heet daarom de „emissor". Men zegt dikwijls dat de emissor gaten in de basis „injecteert". De gaten verdwijnen over de N-P-overgang naar het P-gebied rechts; dit P-gebied noemt men daarom de „collector". De gatenstroom door de basis levert dus een bijdrage tot de stroom door de collectorketen. Daar de emissorspanning ten opzichte van de basis in de doorlaatrichting staat, levert een geringe variatie van deze spanning reeds een grote concentratieverandering van de gaten in doorsnede *2* (zie (1)). Daarmee verandert ook de gatenconcentratiegradient en dus de gatenstroom in de basis en over de collectorovergang. Het gevolg is een verandering in de stroom door de collectorketen en dus van de spanningsval over een belastingsweerstand R_l (index l van „load") die in deze keten is opgenomen (zie fig. 4). Weliswaar wijzigt zich hierdoor de spanning van de collector ten opzichte van de basis, maar daar deze spanning in de keerrichting staat, kan de collectorspanning betrekkelijk sterk variëren voordat de concentratie der gaten in doorsnede *3* merkbaar van nul gaat afwijken. R_l kan dan ook zo groot worden genomen dat een kleine verandering van de spanning tussen emissor en basis versterkt kan worden afgenomen over R_l. In de geschetste schakeling (fig. 4) levert de transistor dus spanningsversterking.

Nadere beschouwing van de situatie in een transistor

In de gegeven verklaring van de door een transistor geleverde versterking zijn de electronen niet genoemd en er is evenmin gesproken over generatie en recombinatie. Deze leemten zullen wij thans opvullen. In *fig. 6a* is aangenomen dat de basisdikte w enige malen de diffusielengte van de gaten in de basis is ($w \gg L_b$). Het verloop van de minderheidsconcentratie in emissor, basis en collector is getekend: in de emissor en in de collector is dit dus de electronen-, in de basis is het de gatenconcentratie. Weer zijn bij de emissorovergang de minderheidsconcentraties boven de evenwichtswaarden gefixeerd door een spanning in de doorlaatrichting, terwijl zij bij de collectorovergang vrijwel nul zijn gemaakt door een spanning in de keerrichting. De stromen over de beide overgangen zijn onafhankelijk van elkaar; het zijn de normale stromen zoals wij die bij de behandeling van de P-N-overgang hebben besproken. Het verschil tussen de stromen over de emissor- en over de collectorovergang wordt geleverd via het basiscontact. Verandering van de spanning tussen emissor en basis heeft geen invloed op het concentratieverloop bij de collectorovergang en er is dus geen transistorwerking.

In fig. 6*b* is aangenomen dat de basisdikte klein is ten opzichte van de diffusielengte ($w \ll L_b$), zoals bij een goede transistor het geval behoort te zijn. Het zal duidelijk zijn, dat, in tegenstelling met wat het geval was in fig. 6*a*, nu de concentratiegradient van de gaten in de basis bij de collector (doorsnede *3*) niet meer gelijk zal zijn aan G_b/L_b zoals zou volgen uit (3), maar groter, doordat ook de gatenconcentratie $g(2)$ in doorsnede *2*, naar gelang van de dikte w van de basis, invloed heeft. De gatenstroom over de collectorovergang zal dus evenmin de normale, aan de gegeven G_b en L_b beantwoordende verzadigingswaarde hebben, maar groter zijn.

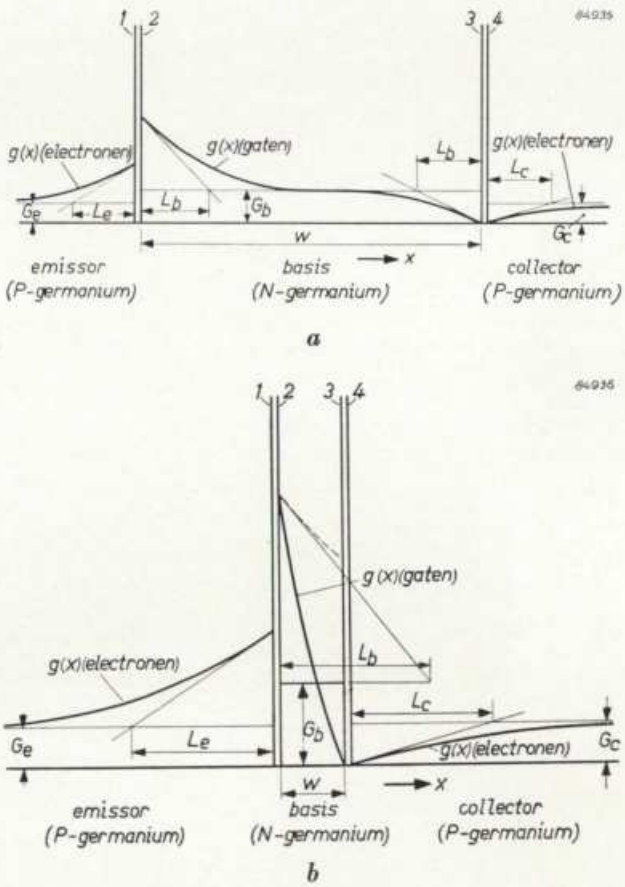


Fig. 6. Minderheidsconcentraties $g(x)$ in de emissor en in de collector (electronen) en in de basis (gaten) van een P-N-P-transistor als functie van de plaats x.
a) De basisdikte w is groot ten opzichte van de diffusielengte L_b in de basis. Het concentratieverloop wordt bepaald door de generatie- en recombinatieprocessen, geheel als bij normale P-N-overgangen. De concentratiegradient van de gaten in doorsnede *3* is G_b/L_b en wordt niet beïnvloed door de gatenconcentratie in doorsnede *2*. Er treedt geen transistorwerking op.
b) De basisdikte w is klein ten opzichte van L_b. De gatenconcentratiegradient in doorsnede *3* is nu afhankelijk van de gatenconcentratie in doorsnede *2*. Er treedt wel transistorwerking op. In emissor en collector blijft het concentratieverloop hetzelfde als in (*a*). De stippellijn stelt voor het concentratieverloop van de gaten zoals dit zou zijn indien de N-P-overgang over grote afstand naar rechts werd verschoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een verandering van $g(2)$, te voorschijn geroepen door een verandering van de spanning tussen emissor en basis, zal nu wel degelijk de gatenstroom over de collectorovergang beïnvloeden. De electronenstroom over de collectorovergang wordt echter niet beïnvloed, want het concentratieverloop der electronen in de collector wordt niet gewijzigd. Een variatie in de gatenstroom over de collectorovergang betekent derhalve dat dezelfde variatie optreedt in de totale stroom door de collectorketen.

Is de dikte w van de basis zeer klein ten opzichte van de diffusielengte, dan kan men recombinatie en generatie in de basis verwaarlozen. De gatenstroom, gegeven door $q\,D\,dg/dx$, is dan constant in de gehele basis, en daar q en D constanten zijn, geldt hetzelfde voor de concentratiegradient dg/dx, die gelijk wordt aan $g(2)/w$. We krijgen dan het beeld van fig. 5. De bocht in het concentratieverloop, zoals dat in fig. 6*b* is getekend, wordt veroorzaakt doordat recombinaties en generaties toch enige invloed hebben.

Bij de emissor wordt de met een spanningsverandering gepaard gaande stroomverandering gedeeltelijk door gaten en gedeeltelijk door electronen verzorgd. Daar alleen het door gaten gedragen gedeelte aan de stroomverandering in de collectorketen kan bijdragen, levert, in de schakeling van fig. 4, de transistor een stroomversterking die kleiner is dan 1. Het product van stroomversterking en spanningsversterking echter kan, bij gunstige dimensionering van de transistor en juiste keuze van R_l en van de gelijkspanningen in de emissor- en in de collectorketen, veel groter zijn dan 1, zodat toch vermogensversterking optreedt.

Emissorrendement γ, basisrendement β en stroomversterkingsfactor α

Bij een kleine aangroeiing van de emissorspanning V_e (positief gerekend als zij in de doorlaatrichting staat), groeit de stroom over de emissorovergang aan met een bedrag ΔI_e, bestaande uit een gatengedeelte ΔI_e^+ en een electronengedeelte ΔI_e^-. Daar alleen ΔI_e^+ aan de collectorstroomverandering ten goede kan komen, werkt de transistor beter naarmate ΔI_e^+ een grotere fractie uitmaakt van ΔI_e. Men noemt daarom deze fractie, voor het geval dat de collectorspanning V_c constant wordt gehouden, het emissorrendement γ, dus

$$\gamma = \left(\frac{\Delta I_e^+}{\Delta I_e}\right)_{V_c}. \quad \ldots\ldots (6)$$

Als wij generatie en recombinatie in de basis niet verwaarlozen, moeten wij in aanmerking nemen, dat, aangezien in de basis de gatenconcentratie gemiddeld boven de evenwichtswaarde ligt (fig. 6*b*), recombinatie zal overheersen. Slechts een fractie β van ΔI_e^+ bereikt de collector om daar een aangroeiing ΔI_c^+ van de collectorgatenstroom te bewerkstelligen. Deze fractie, weer gemeten bij constant gehouden collectorspanning, noemt men het basis- of transportrendement:

$$\left(\frac{\Delta I_c^+}{\Delta I_e^+}\right)_{V_c} = -\beta. \quad \ldots\ldots (7)$$

(Het minteken komt door de in fig. 4 aangegeven conventie de stromen positief te rekenen als zij naar het kristal toe zijn gericht.) De electronenstroom over de collector is, zoals reeds eerder werd opgemerkt, constant doordat het concentratieverloop der electronen in de collector ongewijzigd blijft. Dit geldt in het hier beschouwde geval (V_c = constant) zelfs exact. Dus geldt:

$$\Delta I_c = \Delta I_c^+ = -\beta \Delta I_e^+ = -\beta\gamma \Delta I_e.$$

Door deze relatie wordt de bij constante collectorspanning optredende stroomversterking vastgelegd. Het positieve product $\beta\gamma$ noemen we de stroomversterkingsfactor α; als we tevens tot differentialen overgaan, is dus:

$$\alpha = -\left(\frac{\partial I_c}{\partial I_e}\right)_{V_c}, \quad \ldots\ldots (8)$$

en

$$\alpha = \beta\gamma. \quad \ldots\ldots (9)$$

Uit de betekenis van β en γ volgt dat de stroomversterkingsfactor $\alpha < 1$. In een practische schakeling zal V_c niet constant zijn en de werkelijk optredende stroomversterking zal kleiner zijn dan α. Men streeft ernaar α zo groot mogelijk te maken door te trachten β en γ ieder afzonderlijk zo dicht mogelijk bij 1 te brengen.

Benaderende berekening van γ

Verwaarloost men generatie en recombinatie in de basis, dan is γ gemakkelijk te berekenen. Uit (1) volgt namelijk dat de verhouding van de minderheidsconcentraties ter weerszijden van een P-N-overgang gelijk is aan de verhouding van hun evenwichtsconcentraties, en dientengevolge onafhankelijk van de aangelegde spanning. Bij een spanningsverandering zullen derhalve de begeleidende concentratieveranderingen ook deze verhouding hebben. Bij de emissor geldt dus:

$$\frac{\Delta g(1)}{\Delta g(2)} = \frac{G_e}{G_b}. \quad \ldots\ldots (10)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Uit fig. 5 kan men afleiden:

$$\gamma = \frac{\Delta I_e^+}{\Delta I_e^+ + \Delta I_e^-} = \frac{\frac{\Delta g(2)}{w} D_p}{\frac{\Delta g(2)}{w} D_p + \frac{\Delta g(1)}{L_e} D_n},$$

waarvoor men met behulp van (10) vindt:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{G_e D_n w}{G_b D_p L_e}}. \quad \ldots . \quad (11)$$

Enige eisen te stellen aan emissor, basis en collector

Formule (11) toont verschillende mogelijkheden om γ dicht bij 1 te brengen. Voor de beschouwde transistor liggen D_p en D_n vast. L_e maakt men zo groot mogelijk door het kristal zo regelmatig mogelijk te laten groeien; onregelmatigheden bevorderen nl. de snelheid van het recombinatie- en het generatieproces en verkleinen daardoor de diffusielengte. De belangrijkste mogelijkheden echter om de waarde van β op te voeren, zijn zowel G_e/G_b als w klein te maken. Daar een geringe minderheidsevenwichtsconcentratie gepaard gaat met een grote meerderheidsevenwichtsconcentratie en omgekeerd, en het geleidingsvermogen bepaald wordt door de meerderheidsconcentratie, moet het geleidingsvermogen van de emissor groot zijn en dat van de basis klein. De eis dat w klein moet zijn (dunne basis) geldt niet alleen voor een groot emissorrendement, maar is natuurlijk ook bevorderlijk voor een goed basisrendement, daar in een dunne basis slechts weinig gaten verloren gaan. Om dezelfde reden is het gunstig als recombinatie in de basis slechts langzaam plaatsvindt, met andere woorden, als de diffusielengte in de basis groot is. Ook in de basis moet het kristal dus zo regelmatig mogelijk zijn. Aan de hand van fig. 6*a* werd reeds besproken dat de transistorwerking verloren gaat als de dikte van de basis enige diffusielengten bedraagt. In dat geval is namelijk $\beta = 0$.

De electronenstroom over de collector is een lekstroom, die men liefst gering wil houden, wat mogelijk is door G_c gering te maken. Ook de collector geeft men daarom een groot geleidingsvermogen.

Benaderende berekening van β en α

Is het verlies door recombinaties in de basis gering, en β dus weinig kleiner dan 1, dan kan men ook voor β gemakkelijk een uitdrukking afleiden. Het concentratieverloop wijkt dan slechts weinig af van de rechte lijn in fig. 5. Het over de lengte w gesommeerde aantal gaten in de basis (per cm^2 dwarsdoorsnede) wordt dus vrijwel gegeven door de oppervlakte van de driehoek onder deze concentratielijn en bedraagt $\frac{1}{2}wg(2)$. Nu hebben minderheidsladingsdragers een gemiddelde levensduur τ (in de basis dus τ_b), die afhangt van de kans die zij hebben om met een meerderheidsladingsdrager te recombineren, dus van de meerderheidsconcentratie. Daar wij concentratieveranderingen beschouwen die klein zijn ten opzichte van de evenwichtsconcentratie der meerderheidsladingsdragers, en de andere factoren die de levensduur beïnvloeden, niet veranderen, kan de meerderheidsconcentratie als constante worden opgevat, en hetzelfde geldt derhalve voor τ. Het begrip „gemiddelde levensduur" houdt in dat in een tijd τ gemiddeld zoveel gaten verdwijnen als er op ieder ogenblik aanwezig zijn. In de basis verdwijnen per seconde dus $\frac{1}{2}wg(2)/\tau_b$ gaten. Bij een variatie $\Delta g(2)$, opgeroepen door verandering van de spanning over de emissorovergang, varieert het door recombinatie veroorzaakte verlies aan gaten met $\frac{1}{2}w\Delta g(2)/\tau_b$. Daar het aantal generaties per seconde constant is (zie I), is dit tevens de verandering in het verschil tussen de per seconde uit de emissor aangevoerde en de naar de collector afgevoerde aantallen gaten. Dit betekent dat:

$$\Delta I_c^+ = -\left\{\Delta I_e^+ - \frac{q}{2\tau_b} w \Delta g(2)\right\}.$$

Daar bij benadering nog steeds geldt:

$$\Delta I_e^+ = qD_p \frac{\Delta g(2)}{w},$$

vinden wij:

$$\beta = -\frac{\Delta I_c^+}{\Delta I_e^+} = 1 - \frac{w^2}{2\tau_b D_p}. \quad \ldots . \quad (12)$$

Deze formule geeft de kwantitatieve invloed van de basisdikte w en de levensduur τ_b op het basisrendement.

Daar formule (11) bij niet te veel recombinaties in de basis nog bij benadering geldig is, kan men volgens (9) een benaderingsformule voor α vinden, die luidt:

$$\alpha = \frac{1 - \frac{w^2}{2\tau_b D_p}}{1 + \frac{G_e D_n w}{G_b D_p L_e}}. \quad \ldots . \quad (13)$$

In deze formule komen de aangelegde spanningen V_e en V_c niet voor. Zien wij af van de complicatie die optreedt doordat w enigszins afhangt van de aangelegde spanningen (Early-effect), dan mogen wij α als een constante van de transistor beschouwen. Wij zullen zien dat wij met deze onderstelling gemakkelijk de karakteristieken van de transistor kunnen voorspellen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het ligt voor de hand dat de diffusieconstante en de levensduur van minderheidsladingsdragers samenhangen met de diffusielengte. Inderdaad is

$$L = \sqrt{\tau D} \quad \ldots\ldots\ldots (14)$$

Deze formule wordt veelvuldig gebruikt in de literatuur over transistors en over halfgeleiders in het algemeen. Dat men de materiaalconstante $\sqrt{\tau D}$, die in de theorie een belangrijke rol speelt, als diffusielengte betitelt, wordt gemotiveerd door zijn betekenis in het eendimensionale geval [9]).

Met (14) kan (12) ook geschreven worden als

$$\beta = 1 - \frac{w^2}{2L_b^2}, \quad \ldots\ldots\ldots (15)$$

waaruit blijkt dat de verhouding van de basisdikte en de diffusielengte in de basis het basisrendement bepaalt.

Exacte berekening van α, β en γ voor het eendimensionale geval

Om α, β en γ exact te berekenen, dient men uit te gaan van de twee vergelijkingen die het gedrag van de gaten in de basis beheersen. De eerste vergelijking drukt uit dat de toeneming per seconde van de gatenconcentratie in een willekeurig punt gelijk is aan het aantal gaten dat per seconde en per volume-eenheid in dat punt meer in- dan uitstroomt, verminderd met het verschil tussen de aantallen recombinaties en generaties, dus:

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial I^+}{\partial x} - \frac{g-G}{\tau}. \quad \ldots\ldots\ldots (16)$$

De tweede vergelijking drukt uit dat de gatenstroom door diffusie wordt veroorzaakt:

$$I^+ = -qD\frac{\partial g}{\partial x}. \quad \ldots\ldots\ldots (17)$$

Wij nemen hier aan dat alle concentratieveranderingen zich zo langzaam voltrekken dat op ieder ogenblik de stationaire toestand heerst (dus geen hoge frequenties). Dan is $\partial g/\partial t = 0$. Combinatie hiervan met (16) en (17) levert

$$D\frac{d^2g}{dx^2} - \frac{g-G}{\tau} = 0. \quad \ldots\ldots\ldots (18)$$

Behalve aan deze differentiaalvergelijking moet g ook voldoen aan de randvoorwaarden dat in de grensvlakken van de basis de door de emissor- en de collectorspanning gefixeerde waarden (zie fig. 6*b* en formule (1)) optreden [10]).

Oplossing van (18) levert de gatenconcentratie als functie van x en, na differentiatie naar x, dus ook de concentratiegradient, en daarmee volgens (17) de gatenstroom I^+ als functie van x. Door vervolgens respectievelijk de in de grensvlakken *2* en *3* (fig. 6*b*) geldende waarden van x in te vullen, vinden wij I_e^+ en $-I_c^+$, beide als functie van V_e en V_c. Differentiatie naar V_e bij constante V_c levert ΔI_e^+ en $-\Delta I_c^+$, waarna β berekend kan worden met (7). De uitkomst blijkt te zijn:

$$\beta = \operatorname{sech}\frac{w}{L_b}. \quad \ldots\ldots\ldots (19)$$

Om γ te bepalen, moeten wij $\Delta I_e = \Delta I_e^+ + \Delta I_e^-$ berekenen (zie (6)). I_e^- vindt men direct door toepassing van (5). Differentiatie naar V_e levert dan ΔI_e^-. De uitkomst voor γ blijkt te zijn:

$$\gamma = \frac{1}{1 + \dfrac{G_e D_n L_b}{G_b D_p L_e}\operatorname{tgh}\dfrac{w}{L_b}}. \quad \ldots\ldots\ldots (20)$$

Het product van (19) en (20) levert α. Voor kleine waarden van w/L_b komen (19) en (20) overeen met de eerder gevonden benaderingsformules (12) en (11).

In de practijk is de situatie ongunstiger dan uit (20) volgt. Zoals reeds werd vermeld, hangt de diffusielengte sterk af van de storingen in de periodiciteit van het kristal, daar de levensduur van minderheidsladingsdragers door zulke storingen in het algemeen wordt verkort. Aan het buitenoppervlak is de periodiciteit totaal verstoord doordat daar het kristal ophoudt. Door de recombinatie die hier plaatsheeft, worden gaten naar het kristaloppervlak gezogen. Deze zuigende werking wordt nog versterkt doordat meestal aan het oppervlak vreemde atomen zijn geadsorbeerd, en doordat door mechanische bewerkingen (slijpen, schuren, polijsten) de oppervlaklagen veelal zijn gedeformeerd. Meestal is de recombinatie aan het oppervlak belangrijker dan die in het inwendige van de basis. Door een geschikte etsbehandeling tracht men de schadelijke werking van het oppervlak zoveel mogelijk te beperken.

De basisstroom

Wij hebben gezien hoe van de door de emissor in de basis geïnjecteerde gaten een gedeelte verdwijnt door het recombinatieoverschot, terwijl de rest de collector binnenvloeit. Er is geen gatenstroom van of naar het basiscontact, doordat de concentratiegradient vrijwel langs de x-as is gericht en de gatenstroom deze gradient volgt. De gatenstroom konden wij derhalve eendimensionaal behandelen. Dit is niet het geval voor de electronenstroom. Uit de collector vloeit een electronenstroom de basis binnen en naar de emissor worden electronen afgevoerd. Deze stromen worden resp. bepaald door het concentratieverloop in de collector en in de emissor (waar de electronen minderheidsladingsdragers zijn), dus door de spanningen over de emissor- en over de collectorovergang. Gewoonlijk worden over de emissorovergang meer electronen uit de basis afgevoerd dan uit de collector worden aangevoerd. Bovendien zijn electronen nodig om het recombinatieoverschot te dekken. Er is dus een voortdurende toevoer van electronen via het basiscontact noodzakelijk. De stroom die hierdoor optreedt, wordt „basisstroom", I_b, genoemd. Daar de collectorelectronenstroom een (constante) verzadigingsstroom is, zal bij een emis-

[9]) Dat in het eendimensionale geval $\sqrt{\tau D}$ de afstand voorstelt waarover de afwijking van de evenwichtsconcentratie met een factor e verandert, is afgeleid in I, pag. 238. In plaats van τ is daar een constante $1/b$ ingevoerd, terwijl op het verband tussen b en de levensduur niet is ingegaan.

[10]) Vergelijking (18) lag ook ten grondslag aan de berekening in I (pag. 238) van de minderheidsstromen over een P-N-overgang. De tweede randvoorwaarde was daar echter anders: voor $x = \infty$ moest daar de concentratie tot de evenwichtswaarde naderen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sorstroomverandering de verandering in de benodigde electronentoevoer geheel door de basisstroom opgevangen moeten worden. De rol die de basisstroom speelt, zal aanstonds blijken.

Ook hier hebben wij omtrent de meerderheidsladingsdragers weer conclusies getrokken uit het bekende gedrag van dezelfde ladingsdragers in aangrenzende gebieden, waar zij als minderheidsladingsdragers optreden.

Schakeling met gemeenschappelijke basis en schakeling met gemeenschappelijke emissor; de stroomversterkingsfactor α'

In *fig. 7a* is de schakeling van fig. 4 nog eens getekend, nu met het voor een *P-N-P*-transistor gebruikelijke symbool. De emissorstroom I_e vloeit door de ingangswisselspanningsbron, dus I_e is ingangsstroom. Ook kan men de ingangswisselspanningsbron op de in fig. 7*b* aangegeven wijze in de schakeling opnemen; dan is de basisstroom I_b ingangsstroom.

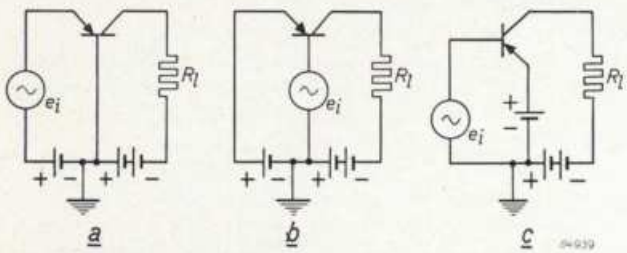


Fig. 7. *a*) Transistorschakeling met gemeenschappelijke basis. Verwaarloost men de inwendige weerstanden van de gelijkspanningsbronnen, dan liggen de ingangsspanningsbron e_i en de belastingsweerstand beide rechtstreeks aan de basisklem van de transistor, vandaar de naam.
In de figuur is de *P-N-P*-transistor met het gebruikelijke symbool aangegeven. De emissor wordt met een pijltje onderscheiden van de collector. Dit pijltje is naar het kristal toe gericht omdat de naar de emissor vloeiende gelijkstroom deze richting heeft.
b) Transistorschakeling met gemeenschappelijke emissor. Afgezien van de gelijkspanningsbronnen, liggen nu de ingangsspanningsbron en de belastingsweerstand rechtstreeks aan de emissorklem.
c) Meer gebruikelijke wijze om een transistor in de schakeling met gemeenschappelijke emissor te tekenen. De schakeling is identiek met die van (*b*).

Voor de in het netwerk optredende wisselstromen vormen de gelijkspanningsbronnen die de instelling van de transistor verzorgen, een kortsluiting. Wat het wisselstroomgedrag van het netwerk betreft, kunnen we deze gelijkspanningsbronnen dus buiten beschouwing laten. Dan zijn in fig. 7*a* de ingangswisselspanningsbron e_i en de belasting R_l beide rechtstreeks verbonden met de basisklem van de transistor. Deze schakeling heet daarom „schakeling met gemeenschappelijke basis", of, daar men de gemeenschappelijke klem veelal aardt, „geaarde-basisschakeling". In fig. 7*b* zijn, weer afgezien van de gelijkspanningsbronnen, de ingangswisselspanningsbron en de belasting beide rechtstreeks verbonden met de emissorklem van de transistor; deze schakeling heet daarom „schakeling met gemeenschappelijke emissor", of ook „geaarde-emissorschakeling". Men tekent in dit geval het netwerk meestal zoals in fig. 7*c* is gedaan.

Bij de schakeling met gemeenschappelijke emissor is de stroomversterking de verhouding van de veranderingen in collector- en basisstroom, en voor deze schakeling wordt dan ook een stroomversterkingsfactor α' gedefinieerd, die verschilt van de voor de schakeling met gemeenschappelijke basis geldende, nl. [11]):

$$\alpha' = \left(\frac{\partial I_c}{\partial I_b}\right)_{V_c} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Rekening houdend met de tekenafspraak voor de stromen (zie fig. 4), geldt:

$$\Delta I_e + \Delta I_c + \Delta I_b = 0. \quad \ldots\ldots \quad (22)$$

Bij constante collectorspanning is (zie (8)) $\Delta I_e = -\Delta I_c/\alpha$, waarmee men uit (22) vindt:

$$\left(\frac{\Delta I_c}{\Delta I_b}\right)_{V_c} = \frac{\alpha}{1-\alpha},$$

zodat

$$\alpha' = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (23)$$

Voor een goede transistor is α niet veel kleiner dan 1, en uit (23) volgt dus dat α' veel groter is dan 1. Een redelijke waarde van α is bijv. $\alpha = 0{,}98$; dan is $\alpha' = 49$.

Ingangs- en uitgangsimpedantie bij transistorschakelingen met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke emissor

Practisch belang van in- en uitgangsimpedantie van een versterker

Aan de ingangszijde van een versterker sluit men een signaalbron, aan de uitgangszijde de belasting aan. Men tracht in principe de schakeling zo te maken, dat het aan de belasting ten goede komende wisselstroomvermogen zo groot mogelijk is. Hiertoe moeten het vermogen dat de signaalbron afgeeft aan de versterker, en het vermogen

[11]) De aldus gedefinieerde α' is altijd positief: toevoeging van een minteken in de definitievergelijking is dus onnodig, in tegenstelling met wat bij de definitie van α het geval was (zie (8)).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dat de versterker op zijn beurt afgeeft aan de belasting, beide maximaal zijn, dwz. men moet signaalbron, versterker en belasting onderling aanpassen. De aanpassing is, zoals men weet, verkregen als het quotient van ingangswisselspanning en -stroom van de versterker (de ingangsimpedantie) gelijk is aan de inwendige weerstand van de signaalbron, terwijl tegelijkertijd het quotient van uitgangswisselspanning en -stroom van de versterker (de uitgangsimpedantie) gelijk is aan de belastingsweerstand. (We beperken ons voor de eenvoud tot het geval dat alle voorkomende impedanties als zuivere weerstanden mogen worden opgevat.)

Of een zodanige aanpassing in de practijk realiseerbaar is, hangt in hoge mate af van de orde van grootte van de ingangs- en de uitgangsimpedantie. Deze impedanties zijn voor de practische toepassing dus van veel belang en wij zullen daarom wat dit betreft de transistorschakelingen met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke emissor kwalitatief met elkaar vergelijken.

Ingangs- en uitgangsimpedanties van transistors

Bij een transistor, en trouwens bij versterkers in het algemeen, kan men de waarden van ingangs- en uitgangsimpedantie niet zonder meer opgeven. De ingangsimpedantie hangt namelijk af van de belasting, de uitgangsimpedantie hangt af van de inwendige weerstand van de aan de ingangszijde aangesloten signaalbron.

De uitgangsimpedantie is bij de schakeling met gemeenschappelijke emissor lager dan bij gemeenschappelijke basis. Om dit in te zien, moeten we in aanmerking nemen dat de concentraties van de minderheidsladingsdragers bij de collector niet exact nul zijn, maar dat deze concentraties enigszins afhangen van de spanning over de collectorovergang. Het is nuttig uit te gaan van de situatie voorgesteld in *fig. 8a*. Tussen collector en aarde is een wisselspanningsbron opgenomen, terwijl emissor en basis voor wisselspanningen zijn kortgesloten. Tussen emissor en basis kan nu geen spanningsverandering optreden en de minderheidsconcentraties bij de emissor blijven dus gefixeerd. Stellen we ons voor dat de spanning over de collector zodanig verandert dat de minderheidsconcentraties bij de collector iets dalen, dan treedt een vergroting op van de stroom over de collector (zie fig. 8*b*, waarin eenvoudigheidshalve generatie en recombinatie in de basis zijn verwaarloosd). Het gatengedeelte van deze vergroting (de gatenconcentratiegradient is iets toegenomen) maakt een extrastroom via de emissorketen noodzakelijk; het electronengedeelte vraagt een extrastroom door de basisketen. Beide extrastromen zijn, electrisch gezien, naar het kristal toe gericht. Doordat de concentratieveranderingen bij de collector klein zijn, zijn ook de stroomveranderingen klein, dwz. de uitgangsimpedantie is hoog.

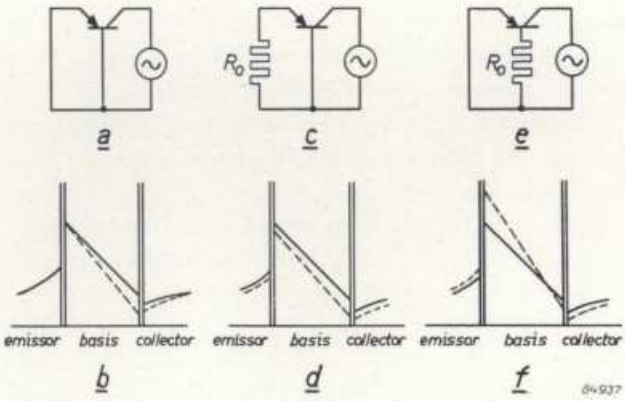


Fig. 8. Als gevolg van de inwendige impedantie van de signaalbron (hier eenvoudigheidshalve als zuivere weerstand R_0 voorgesteld) is de uitgangsimpedantie van een transistor bij geaarde basis (*c* en *d*) hoger, bij geaarde emissor (*e* en *f*) lager dan bij voor wisselspanningen kortgesloten basis en emissor (*a* en *b*). In de figuur ziet men de schakelingen met de corresponderende concentratieverdelingen van de minderheidsladingsdragers op een ogenblik dat de spanning over de collectorovergang iets meer in de keerrichting staat (gestippelde lijnen) dan het geval is bij de gelijkspanningsinstelling (getrokken lijnen). De gelijkspanningsbronnen, die de instelling verzorgen, zijn ter vereenvoudiging niet getekend.

In de schakeling met gemeenschappelijke basis bevindt zich in de emissorketen de inwendige weerstand R_0 van de signaalbron (fig. 8*c*). De extrastroom door de emissorketen veroorzaakt over deze keten een spanningsval waardoor de spanning tussen emissor en basis wordt verlaagd. De concentraties bij de emissor gaan dus omlaag en de vergroting van de gatenconcentratiegradient in de basis wordt gedeeltelijk gecompenseerd (fig. 8*d*). De gatenstroom verandert nu dus minder dan in fig. 8*b* het geval was. De verandering van de electronenstroom over de collectorovergang is hetzelfde gebleven, zodat de totale collectorstroomverandering is afgenomen, dwz. de uitgangsimpedantie is nog hoger dan bij kortgesloten emissorketen.

Hebben wij een schakeling met gemeenschappelijke emissor, dan bevindt zich de inwendige weerstand van de signaalbron in de basisketen (fig. 8*e*). De extrastroom door de basisketen heeft dan een spanningsval tot gevolg die de spanning tussen emissor en basis doet toenemen, waardoor de concentraties bij de emissor stijgen. De aanvankelijke vergroting van de gatenstroom als gevolg van de concentratiedaling bij de collector, wordt hierdoor versterkt (fig. 8*f*). De collectorstroom neemt dus eveneens toe, en de uitgan -

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

impedantie is lager dan bij kortgesloten basisketen.

Ook de emissorelectronenstroom neemt toe. Daardoor behoeft niet de gehele aangroeiing van de collectorelectronenstroom via de basisketen te worden afgevoerd, maar verdwijnt een gedeelte ervan over de emissorovergang. De emissorspanningsverandering neemt een zodanige waarde aan dat de balans van de electronentoe- en afvoer naar en uit de basis in evenwicht is.

Naarmate R_0 groter is, en de afvoer van electronen via R_0 dus moeilijker gaat, neemt het gedeelte van de electronenstroom dat zijn weg over de emissor zoekt, toe. De spanningsverhoging over de emissorovergang moet zich dienovereenkomstig hoger instellen, waardoor ook de verhoging van de gatenconcentratie bij de emissor, en dus de gatenstroom door de basis, verder toenemen. Bij toenemende R_0 neemt dus de uitgangsimpedantie af. Het gedeelte van de spanning van de in de uitgangsketen opgenomen spanningsbron, dat over de emissor komt te staan, blijft echter steeds zeer gering: de weerstand van de emissorovergang, die in de doorlaatrichting staat, is immers zeer gering ten opzichte van de weerstand van de in de keerrichting staande collectorovergang. De invloed van R_0 op de concentratieveranderingen bij de collector is daardoor slechts zeer gering.

Wij hebben hier een zeer merkwaardige situatie. De stroom opgeroepen door een spanningsbron in de collectorketen verdeelt zich over twee parallelle takken, nl. over de emissor- en de basistak. Bevindt R_0 zich in de emissortak, dan heeft vergroting van R_0 een vergroting van de vervangweerstand der parallelle takken tot gevolg, zoals men normaal gewend is. Bevindt R_0 zich echter in de basistak, dan neemt de vervangweerstand af als R_0 toeneemt, wat geheel tegen de normale regels is.

De uitgangsimpedantie bij gemeenschappelijke basis kan in de practijk gemakkelijk enige megohms bedragen; bij gemeenschappelijke emissor is enige tientallen kilo-ohms een normale waarde.

De ingangsimpedantie van een transistor is bij gemeenschappelijke basis aanzienlijk lager dan bij gemeenschappelijke emissor (bijv. 25 tot 30 Ω in het eerste, en 1200 Ω in het tweede geval). Bij een gegeven ingangswisselspanning hebben we in het eerste geval immers te maken met de wisselingen in de emissorstroom, die veel groter zijn dan de wisselingen in de basisstroom, die in het tweede geval de ingangsimpedantie bepalen.

Vergelijking van transistors met versterkbuizen

Versterkbuizen en transistors zijn beide versterkers. Dat deze twee versterkertypen reeds bij audiofrequenties aanzienlijke verschillen in eigenschappen vertonen, berust voor een groot deel op de waarden van de ingangs- en de uitgangsimpedanties, die voor transistors sterk afwijken van de voor buizen normaal voorkomende waarden. Bij een penthode bijv. zijn de ingangs- en de uitgangsimpedantie gewoonlijk zeer groot ten opzichte van de in de practijk voorkomende inwendige weerstanden van de signaalbronnen, resp. de in de practijk voorkomende belastingsweerstanden. Daardoor is in de meeste gevallen de uitgangswisselstroom i_a van een penthode gegeven door $i_a = S\, v_g$, waarin S de steilheid voorstelt, en waarin men voor v_g de e.m.k. van de signaalbron mag invullen. De steilheid bepaalt hier dus het gedrag van de penthode, terwijl het er weinig toe doet hoe groot de ingangs- en de uitgangsimpedantie werkelijk zijn, mits zij maar groot zijn.

Ook bij een transistor kan men de steilheid bepalen. Bij gemeenschappelijke basis is

$$S = \left(\frac{\partial I_c}{\partial V_e}\right)_{V_c};$$

bij gemeenschappelijke emissor geldt dezelfde uitdrukking, nu echter voorzien van een minteken, daar een verhoging van de ingangsspanning in het laatste geval een verlaging van de spanning V_e over de emissorovergang betekent.

Nu is:

$$\left(\frac{\partial I_c}{\partial V_e}\right)_{V_c} = \left(\frac{\partial I_c}{\partial I_e}\right)_{V_c}\left(\frac{\partial I_e}{\partial V_e}\right)_{V_c} = -\alpha\left(\frac{\partial I_e}{\partial V_e}\right)_{V_c}.$$

Neemt men aan dat de gatenconcentratie in de basis lineair verloopt, dan kan men met behulp van fig. 6*b* en formule (1) gemakkelijk de uitdrukking voor I_e als functie van V_e afleiden, waaruit men door differentiatie vindt dat bij een normale instelling van de transistor ($g(1) \gg G_e$):

$$\left(\frac{\partial I_e}{\partial V_e}\right)_{V_c} = \frac{q}{kT} I_e.$$

Afgezien van het teken is dus de steilheid van een transistor:

$$S = \alpha \frac{q}{kT} I_e.$$

Behalve van de gelijkstroominstelling (I_e), hangt dus S alleen af van α. Bij een goede transistor is α vrijwel gelijk aan 1, en alle transistors hebben voor dezelfde gelijkstroominstelling dus dezelfde steilheid. Bij een normale waarde van I_e, bijv. 1 mA, is deze steilheid 40 mA/V, wat veel groter is dan men bij penthodes kan bereiken.

Een vergelijking van een transistor met een buis door een simpele vergelijking van de steilheden gaat echter niet op, want bij de transistor bepalen in- en uitgangsimpedantie in hoge mate het gedrag. In de schakeling met gemeenschappelijke basis is de uitgangsimpedantie zeer hoog (als bij een penthode), maar de ingangsimpedantie is dan slechts enige tientallen ohms. De laatste is, indien V_c constant is, nl. gelijk aan

$$\left(\frac{\partial I_e}{\partial V_e}\right)_{V_c},$$

en dit is, zoals wij boven zagen, gelijk aan $q\, I_e/kT$, dus, bij kamertemperatuur en bij $I_e = 1$ mA, gelijk aan 25 Ω. In de schakeling met gemeenschappelijke emissor is de ingangsimpedantie veel hoger, maar de uitgangsimpedantie daarentegen veel lager dan bij gemeenschappelijke basis. Toch lijkt de transistor in de schakeling met gemeenschappelijke emissor veel meer op een buis dan in de schakeling met gemeenschappelijke basis. Bij een zeer grote waarde van α' (zeer geringe basisstroom) zou de ingangsimpedantie vergelijkbaar worden met die van een buis, maar de uitgangsimpedantie zou in dat geval juist zeer laag zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het gedrag van transistors is blijkbaar ingewikkelder dan dat van buizen. Behalve dat men rekening moet houden met ingangs- en uitgangsimpedantie, treedt nog de complicatie op dat deze impedanties niet alleen afhangen van de transistor zelf, maar dat, zoals in het voorgaande werd besproken, de ingangsimpedantie afhangt van de belastingsweerstand, en de uitgangsimpedantie van de inwendige weerstand van de signaalbron.

Een duidelijk voordeel van transistors vergeleken met buizen is, dat voor het versterken van kleine signalen, volstaan kan worden met kleine voorspanningen. Bij buizen zijn in zo'n geval de voorspanningen altijd ten minste een orde groter dan bij een transistor en men heeft daardoor een veel grotere energiedissipatie; transistors werken dan dus veel efficienter. Bovendien heeft de transistor geen gloeistroomvermogen nodig, een voordeel dat voor zichzelf spreekt.

Karakteristieken volgens de eenvoudige theorie

Om een transistor te karakteriseren, gebruikt men meestal een bundel grafieken welke de collectorstroom I_c geven als functie van de collectorspanning V_c, met de ingangsstroom als parameter. Bij gemeenschappelijke basis treedt dus de emissorstroom I_e op als parameter, bij gemeenschappelijke emissor de basisstroom I_b. Uit de aard der zaak interesseren we ons alleen voor het deel der grafieken dat correspondeert met een collectorspanning in de keerrichting en een emissorspanning in de doorlaatrichting.

Gemeenschappelijke basis

Is de emissorstroom nul (geopende emissorketen), dan vloeit over de collector een keerstroom I_{cl} (l van „lek"), die bij toenemende keerspanning exponentieel tot een verzadigingswaarde I_{c0} nadert. (*fig. 9a*). Uit de definitie van α (zie (8)) volgt door integratie:

$$I_c = I_{cl} - \alpha I_e. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

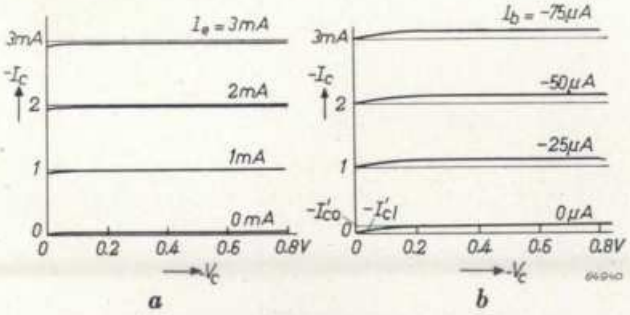


Fig. 9. Theoretische karakteristieken van een transistor: collectorstroom I_c als functie van de collectorspanning V_c met de ingangsstroom als parameter. In verband met de tekenafspraak (fig. 4) zijn V_c en I_c negatief: daarom zijn $-V_c$ en $-I_c$ uitgezet.
a) Voor een transistor in een schakeling met gemeenschappelijke basis. De onderste karakteristiek stelt I_{cl} voor, de collectorstroom bij geopende emissorketen.
b) Voor een transistor in een schakeling met gemeenschappelijke emissor. De parameter is hier de basisstroom I_b. Men lette erop dat de bijgeschreven waarden van I_b alle negatief zijn. I'_{c0} is de verzadigingswaarde van de collectorstroom I'_{cl} geopende basisketen.

Bij een P-N-P-transistor, die we hier steeds beschouwen, is I_e positief, maar I_{cl} en I_c zijn negatief, evenals V_c (keerspanning). In de grafiek zetten we daarom $-I_c$ uit als functie van $-V_c$ met I_e als parameter.

De karakteristiek voor een willekeurige waarde van I_e wordt nu verkregen door de karakteristiek voor $I_e = 0$ over een afstand αI_e omhoog te schuiven.

Gemeenschappelijke emissor

Is de basisstroom nul (geopende basisketen), dan vloeit een stroom I'_{cl} die, zoals wij zullen aantonen, bij dezelfde collectorspanning een factor $1 + \alpha'$ groter is dan de lekstroom I_{cl} bij geaarde basis. We gaan uit van:

$$I_e + I_b + I_c = 0.$$

Met (24) kan men hiervoor schrijven

$$(1-\alpha)\, I_e = -I_b - I_{cl}.$$

Bij geopende basisketen is $I_b = 0$ en $I_e = -I'_{cl}$, zodat

$$(1-\alpha)\, I'_{cl} = I_{cl}.$$

Uit (23) volgt dat $1-\alpha = 1/(1 + \alpha')$, zodat

$$I'_{cl} = (1 + \alpha')\, I_{cl} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Ook I'_{cl} nadert bij toenemende keerspanning tot een verzadigingswaarde I'_{c0} en wel is, zoals direct uit (25) volgt,

$$I'_{c0} = (1 + \alpha')\, I_{c0}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Uit (21) volgt door integratie:

$$I_c = I'_{cl} + \alpha' I_b. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

Bij een P-N-P-transistor zijn I_c, I'_{cl} en I_b alle negatief. Nu zetten we dus uit $-I_c$ als functie van $-V_c$ met I_b als parameter.

De karakteristiek voor een willekeurige waarde van $-I_b$ wordt dus verkregen door de karakteristiek voor $I_b = 0$ over een afstand $\alpha'(-I_b)$ omhoog te schuiven (fig. 9*b*).

Worden de karakteristieken voor de schakelingen met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke emissor met dezelfde schaalwaarden uitgezet, dan zullen, zoals volgt uit (25), de karakteristieken voor dezelfde waarde van $-V_c$ bij gemeenschappelijke emissor $(1 + \alpha')$ maal zo steil verlopen als die bij gemeenschappelijke basis. De helling van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de karakteristieken stelt de reciproke inwendige weerstand van de transistor voor bij constante ingangsstroom, dwz. bij gebruik van een signaalbron met oneindig grote inwendige weerstand. In dit geval, is dus bij gemeenschappelijke basis de uitgangsimpedantie $1 + \alpha'$ maal zo groot als die bij gemeenschappelijke emissor.

Early-effect

De werkelijke vorm van de transistorkarakteristieken wijkt enigszins af van de boven afgeleide vorm, door het reeds genoemde Early-effect. Wij hebben tot nu toe steeds aangenomen dat de grensvlakken van een *P-N*-overgang, dus bijv. de doorsneden *1* en *2*, of *3* en *4* in fig. *6b*, een vaste plaats in het kristal hebben. In werkelijkheid wordt het zich tussen twee grensvlakken bevindende ruimteladingsgebied (zie pag. 202) dikker naarmate de spanning meer in de keerrichting komt te staan. Hierbij verschuift vooral het grensvlak dat zich bevindt aan die zijde van de *P-N*-overgang waar de soortelijke weerstand het grootst is. Bij een transistor ondergaat doorsnede *3* de grootste verschuivingen, want deze doorsnede bevindt zich in de basis, die zoals werd besproken, meestal een grotere soortelijke weerstand heeft dan de collector. Bij toenemende keerspanning over de collector schuift doorsnede *3* naar de emissor toe en de effectieve basisdikte neemt dus af. Dit staat bekend als het Early-effect [12]). Hierdoor groeit α aan en hetzelfde geschiedt dus met α'. De transistorkarakteristieken zullen derhalve minder vlak verlopen, en de uitgangsimpedanties bij constante ingangsstroom zullen kleiner zijn, dan uit de eenvoudige theorie volgt. Bij doorsnede *2*, aan de emissorzijde, treedt hetzelfde effect op. Daar is het echter veel minder belangrijk doordat de spanningsvariaties over de emissorovergang zoveel geringer zijn dan die over de collectorovergang.

Een belangrijke consequentie van het Early-effect is nog dat bij toenemende collectorspanning, dus toenemende α, de emissorstroom toeneemt. Er is dus terugwerking van de uitgangsspanning op de ingangsstroom. Dit is een ongewenst effect. Voor het beperken van dit effect is het blijkbaar gunstig de soortelijke weerstand van het basismateriaal niet al te groot te kiezen.

[12]) J. M. Early, Effects of space-charge layer widening in junction transistors, Proc. I.R.E. **40**, 1401-1406, 1952.

P-N-P- en *N-P-N*-transistors

Bij de ontwikkeling van de theorie is voortdurend sprake geweest van *P-N-P*-transistors. Van *N-P-N*-transistors — dat zijn transistors waarvan de basis uit *P*-, de emissor en de collector uit *N*-germanium bestaan — is de theorie geheel analoog. Het is zelfs in principe niet nodig om gaten en electronen te noemen: spreekt men uitsluitend over meerderheids- en minderheidsladingsdragers, dan heeft men een theorie die voor beide typen geldt. Practische verschillen in de gedragingen van beide typen worden in hoofdzaak veroorzaakt doordat de diffusieconstante voor electronen ongeveer twee maal zo groot is als die voor gaten.

Samenvatting. De werking van een lagentransistor berust op de eigenschappen van *P-N*-overgangen in een germaniumkristal. Zo'n transistor wordt verkregen door een *P-N*-overgang van „emissor" naar „basis" op zeer korte afstand te laten volgen door een *N-P*-overgang van „basis" naar „collector". De werking wordt verklaard uitgaande van het feit dat de stroom bij een overgang wordt bepaald door de diffusiestromen van minderheidsladingsdragers, die in de grensvlakken van zo'n overgang gemakkelijk kunnen worden berekend. Nadruk wordt gelegd op het feit dat door een spanning over een overgang de concentraties der minderheidsladingsdragers bij de overgang worden gefixeerd. Bij één der overgangen fixeert men deze concentratie op nul; een kleine spanningsverandering over de andere overgang brengt dan een sterke variatie van de concentratiegradient, en dus van de diffusiestroom der minderheidsladingsdragers tussen beide overgangen, teweeg.

Emissor- en basisrendement worden besproken en voor het eendimensionale geval berekend, evenals de stroomversterkingsfactoren bij de schakelingen met gemeenschappelijke basis en met gemeenschappelijke emissor. Het verschil in de ingangs- en de uitgangsimpedanties voor deze twee schakelingen wordt uiteengezet en de karakteristieken die volgen uit de theorie, worden afgeleid.

Rectificatie. In de microfoto's fig. 3 en 4 van het artikel „Een röntgenbuis voor microradiografie" (Philips techn. T. **17**, 189, 1955, No. 6) leze men voor de maten geschreven bij de schaallijntjes resp. 100 μ en 200 μ in plaats van 10 μ en 20 μ.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE „TL"F-LAMP, EEN FLUORESCENTIEBUISLAMP MET GERICHT LICHT

door J. J. BALDER en M. H. A. van de WEIJER. 621.327.534.15

Dit artikel introduceert een nieuw ontwikkeld type „TL" lamp, dat speciaal in stoffige ruimten een aanzienlijke lichtwinst oplevert.

Normale fluorescentiebuislampen („TL" lampen) vertonen overal aan het cylinderoppervlak van de buis dezelfde helderheid (mits we afzien van kleine stukken aan de buisuiteinden, waar randeffecten optreden). De lichtsterktekromme van zo'n lamp in een vlak loodrecht op de buis bestaat dan ook uit een cirkel (*fig. 1a*). Voor vele toepassingen is het echter gewenst dat het uitgestraalde licht in hoofdzaak binnen een bepaalde ruimtehoek wordt gebundeld. Het komt bijv. vaak voor dat men het licht grotendeels naar beneden op het werkvlak wil concentreren. Dit doel kan men bereiken met een daartoe geschikt armatuur, dat overigens ook nog andere functies vervult. Met een dergelijk reflecterend armatuur verkrijgt men bijv. een lichtsterktekromme als in fig. 1*b* is getekend.

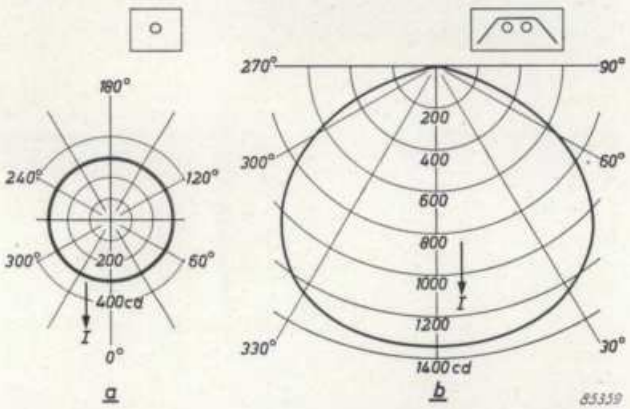


Fig. 1. *a*) Lichtsterktekromme (polair diagram van de lichtsterkte in candela als functie van de richting) in een vlak loodrecht op een normale „TL" lamp van 40 watt. De kromme is een cirkel.
b) Idem voor een trogarmatuur (zie inzet) met twee normale „TL" lampen van 40 watt. De reflector werpt het licht naar beneden.

Invloed van vervuiling

De diagrammen van fig. 1 gelden wanneer de lamp, resp. de lamp en het armatuur, schoon zijn. Door de in de practijk steeds optredende vervuiling worden deze diagrammen echter ongunstig beïnvloed. Op de lamp zet zich aan de bovenzijde in de loop van de tijd een stoflaag af. Dit gebeurt ook, hoewel in geringere mate, wanneer boven de lamp een reflector is geplaatst. De invloed van een gelijkmatige bedekking van de bovenhelft van een normale „TL" lamp door een vuillaag die de helft van het opvallende licht doorlaat, dus een laag met een doorlatingsfactor $\tau_v = 0{,}5$ (ook wel transmissiefactor genoemd, vandaar het symbool τ), ziet men in *fig. 2a* en *b*. Zelfs in ruimten die niet overmatig

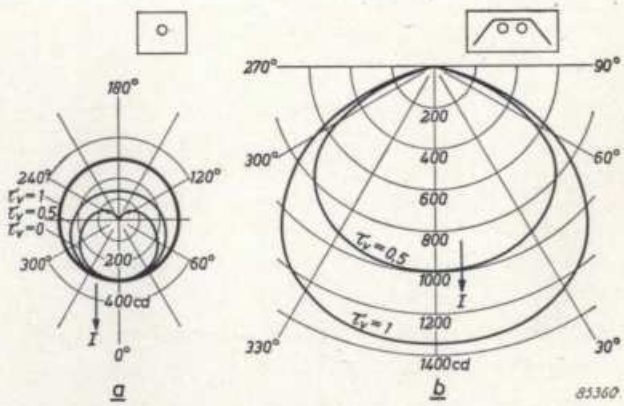


Fig. 2. *a*) Lichtsterktekrommen voor normale „TL" lampen die aan de bovenzijde zijn bedekt met een gelijkmatige vuillaag, met doorlatingsfactor τ_v. De kromme voor $\tau_v = 1$ (schone lamp) is identiek met die in fig. 1*a*.
b) Lichtsterktekrommen voor een tweelampstrogarmatuur, voorzien van aan de bovenzijde gelijkmatig vervuilde normale „TL" lampen. De kromme voor $\tau_v = 1$ komt overeen met die in fig. 1*b*.

stoffig zijn, bereikt τ_v reeds enige maanden na het inzetten, resp. schoonmaken van de lampen de waarde 0,5. In zeer vuile ruimten komt het zelfs voor dat de stoflaag vrijwel ondoordringbaar is geworden voor licht. In fig. 2*a* is ook de lichtsterktekromme van een zo sterk vervuilde lamp ($\tau_v = 0$) opgenomen.

„TL" lampen met gericht licht („TL"F-lampen)

Bij de nieuw ontwikkelde „TL"F-lamp, die het onderwerp vormt van dit artikel (F is de type-aanduiding), heeft vervuiling veel minder invloed dan bij de gebruikelijke lampen. Bij deze nieuwe lamp is namelijk de lichtsterktekromme niet meer rotatiesymmetrisch, maar het licht wordt in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoofdzaak naar één zijde uitgestraald (*fig. 3*). Men kan derhalve de lamp zo opstellen dat verhoudingsgewijs slechts een geringe hoeveelheid licht naar boven wordt uitgestraald. Vervuiling van de bovenzijde van de lamp heeft dan slechts weinig invloed op de totale uitgezonden lichtstroom.

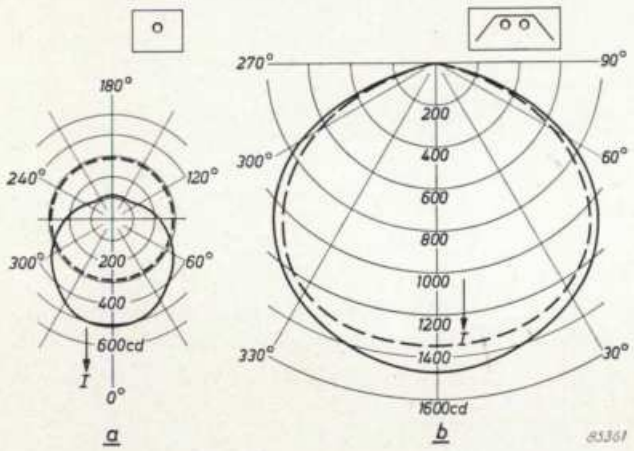


Fig. 3. Lichtsterktekromme van de nieuwe „TL"F-lamp van 40 watt met gericht licht (*a*) en van twee dezer lampen in een trogarmatuur (*b*). Ter vergelijking zijn gestippeld de overeenkomstige krommen voor de normale lamp uit fig. 1*a* en *b* ingetekend.

Het richtingseffect kan men verkrijgen door over een gedeelte van de buisomtrek (ca. 230°) de poederlaag, die de binnenwand van de buis bedekt, dikker te maken dan in een normale lamp het geval is. De reflectiefactor van zo'n poederlaag neemt namelijk toe met de laagdikte, zodat we op deze wijze inwendig in de buis een (diffuse) reflector opnemen. Bij de hier te beschrijven lampen is de vergrote reflectiefactor verkregen door tussen de fluorescerende poederlaag en de glaswand een afzonderlijke poederlaag aan te brengen die niet fluoresceert, maar die zeer goede reflectie-eigenschappen bezit. Het gedeelte van de lamp waar zich alleen de fluorescentiepoederlaag bevindt, vormt als het ware een wijde spleet waardoor het licht in hoofdzaak naar buiten treedt (*fig. 4* en *5*). Dit gedeelte zullen we derhalve de „spleet" noemen. In *fig. 6* ziet men de lichtsterktekrommen van de nieuwe lamp, vergeleken met die van een normale lamp zowel in schone als in vervuilde toestand.

Wij zullen in het volgende eerst nagaan hoe in een normale „TL" lamp de naar buiten tredende lichtstroom tot stand komt. Het hierbij gewonnen inzicht is voldoende om de uitkomsten van aan de

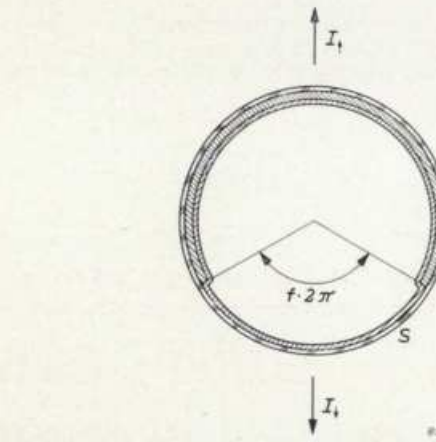
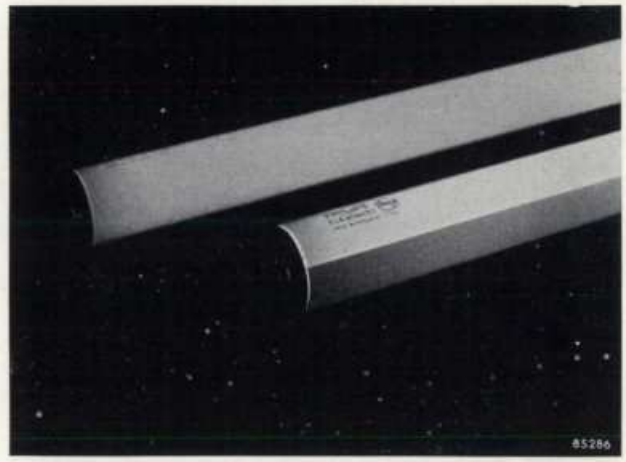
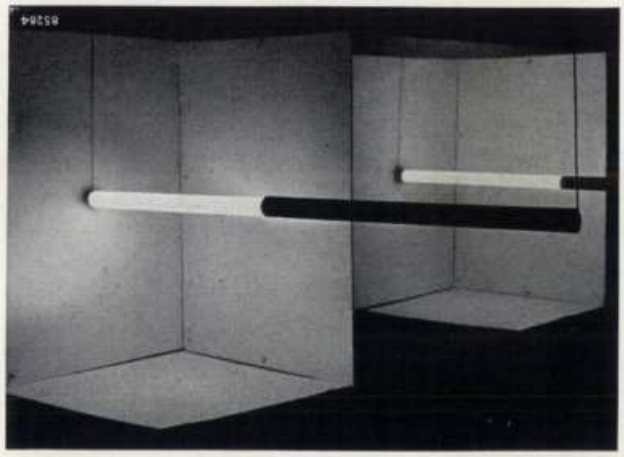


Fig. 4. Schematische doorsnede van een „TL"F-lamp. Het gedeelte *S*, dat een omtrekshoek $f \cdot 2\pi$ omvat, is bedekt met een normale fluorescentiepoederlaag. Dit gedeelte vormt de zg. spleet. Over de rest van de omtrek, dus het gedeelte *R*, is tussen het fluorescerende poeder en de glaswand nog een laag zeer goed reflecterend poeder aangebracht. Daardoor heeft het gedeelte *R* een grotere reflectie- en een grotere absorptiefactor dan het gedeelte *S*. $I\downarrow$ stelt de lichtsterkte verticaal naar beneden, $I\uparrow$ de lichtsterkte verticaal naar boven voor.



a



b

Fig. 5. *a*) Brandende „TL" lampen; een normale lamp, en een lamp met gericht licht („TL"F-lamp, voorste van de twee). Waar zich bij de „TL"F-lamp tussen de laag fluorescentiepoeder en de glaswand nog een afzonderlijke reflecterende poederlaag bevindt, is de helderheid gering. Het licht treedt in hoofdzaak naar buiten door de wijde (ca. 130°), zeer heldere „spleet".
b) Verlichting door een „TL"F-lamp (vooraan), vergeleken met verlichting door een normale „TL" lamp (achteraan), beide zonder armatuur. Bij de „TL"F-lamp is de onderzijde van de ruimte sterker, de bovenzijde zwakker verlicht dan bij een normale lamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

„TL"F-lamp uitgevoerde berekeningen aannemelijk te maken zonder deze berekeningen in detail te bespreken. Daarna worden in de vorm van grafieken en een tabel de resultaten gegeven van vergelijkende metingen aan normale „TL" lampen en „TL"F-lampen.

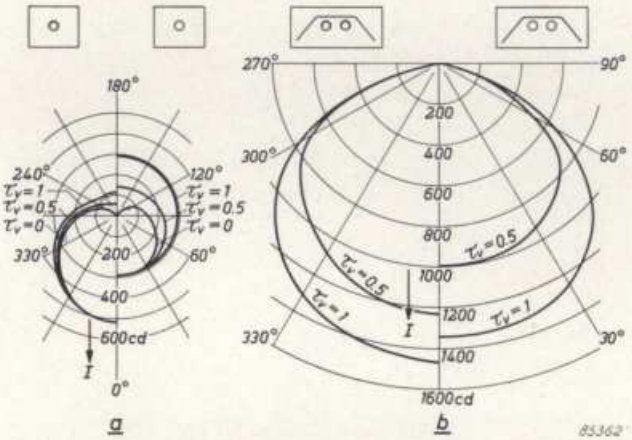


Fig. 6. *a*) In de linkerhelft de lichtsterktekrommen van „TL"F-lampen met vervuilde bovenhelft, voor dezelfde waarden van τ_v als in fig. 2*a*. De spleet is naar beneden gericht. In de rechterhelft zijn, ter vergelijking, de krommen van fig. 2*a* voor de normale lamp nogmaals getekend.
b) Hetzelfde voor een tweelampstrogarmatuur met vervuilde „TL"F-lampen. De krommen in de rechterhelft van de figuur zijn dezelfde als die in fig. 2*b*.

Lichtuitzending van een normale „TL" lamp

Van licht dat valt op een glaswand die bedekt is met een gelijkmatige poederlaag, wordt in het algemeen een gedeelte τ doorgelaten, een gedeelte α geabsorbeerd en een gedeelte ϱ gereflecteerd. τ, α en ϱ noemen we resp. de doorlatings-, de absorptie- en de reflectiefactor. Zoals vanzelf spreekt, is $\tau + \alpha + \varrho = 1$. We beschouwen een poederlaag waarbij het doorgelaten en het gereflecteerde licht beide diffuus zijn.

Het poeder dat is aangebracht op de binnenwand van een „TL" lamp, fluoresceert onder invloed van de ultraviolette straling, geleverd door een in de buis onderhouden gasontlading. Door de grote absorptiecoëfficient van het poeder voor de ultraviolette straling, wordt het zichtbare fluorescentielicht opgewekt in een dunne laag aan het oppervlak van het poeder. Nemen we aan dat deze oppervlaklaag oneindig dun is, wat voor ons doel een voldoend nauwkeurige benadering is van de werkelijkheid, dan wordt van de totale primair opgewekte lichtstroom Φ_p de helft in de richting van de onderliggende poederlaag gestuurd. Deze helft gedraagt zich geheel alsof hij vanuit het inwendige van de lamp op de poederlaag viel. De andere helft wordt van de poederlaag af de buis ingestraald, maar moet, daar het oppervlak in zichzelf gesloten is, de poederlaag toch ook ergens treffen. (We denken ons de buis lang ten opzichte van zijn diameter en verwaarlozen het lichtverlies aan de uiteinden van de buis.) We kunnen dus rekenen alsof de gehele primaire lichtstroom Φ_p op de binnenwand van de buis viel.

Van de opvallende lichtstroom wordt $\varrho\Phi_p$ gereflecteerd en opnieuw op de wand geworpen. Deze keer reflecteert $\varrho^2\Phi_p$ enz. De totale lichtstroom Φ_i die de wand inwendig treft, is dus:

$$\Phi_i = \Phi_p\,(1 + \varrho + \varrho^2 + \ldots) = \frac{\Phi_p}{1-\varrho}. \qquad (1)$$

Van Φ_i wordt de fractie τ doorgelaten en de fractie α geabsorbeerd. De naar buiten tredende nuttige lichtstroom Φ is dus

$$\Phi = \tau\,\Phi_i = \frac{\tau}{1-\varrho}\,\Phi_p, \quad \ldots\ldots \qquad (2)$$

de geabsorbeerde lichtstroom Φ_a is

$$\Phi_a = \alpha\,\Phi_i = \frac{\alpha}{1-\varrho}\,\Phi_p. \quad \ldots\ldots \qquad (3)$$

Natuurlijk is $\Phi + \Phi_a = \Phi_p$, de primair in de buis opgewekte lichtstroom.

Een dikke poederlaag veroorzaakt op twee wijzen een toeneming van de absorptie en dus een afneming van het nuttige effect van de lamp. Ten eerste wordt α groter, want de weg die het licht door de laag moet afleggen, wordt groter, en ten tweede neemt ϱ toe, waardoor Φ_i toeneemt. (Natuurlijk mag men niet uit formule (2) afleiden dat toeneming van ϱ een toeneming van Φ, de uittredende lichtstroom, oplevert, want toeneming van ϱ gaat gepaard met afneming van τ.) Uit de gegeven redenering volgt dat een oneindig dunne poederlaag het gunstigste zou zijn. In werkelijkheid bestaat er een optimale laagdikte, want ten eerste is een zekere laagdikte nodig om de ultraviolette straling te absorberen, en ten tweede ontstaan bij zeer dunne lagen, als gevolg van de eindige korrelgrootte, openingen in het fluorescerende poeder.

Lichtuitzending van de „TL"F-lamp

Zoals reeds werd aangestipt, is de „TL"F-lamp (fig. 4) aan zijn omtrek voor een gedeelte S, de spleet, die een fractie f van de totale omtrek beslaat, alleen voorzien van een normale fluorescentiepoederlaag, terwijl over het gedeelte R, de inwendige reflector, die de rest van de omtrek omvat, bovendien onder de fluorescentiepoederlaag een laag met goede reflectie-eigenschappen is aangebracht. Grootheden die betrekking hebben op de delen S of R, zullen we resp. onderscheiden met de indices S of R, terwijl grootheden die betrekking hebben op een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

normale lamp (dat is dus een lamp waarvoor $f = 1$), de index n krijgen.

In *fig.* 7 is van verschillende lichttechnisch interessante grootheden van de „TL"F-lamp de verhouding tot de overeenkomstige grootheden voor de normale „TL" lamp uitgezet als functie van de relatieve spleetbreedte f. We zullen de berekeningen waarop deze krommen zijn gebaseerd, hier niet in detail weergeven, maar alleen het algemene verloop der krommen verklaren.

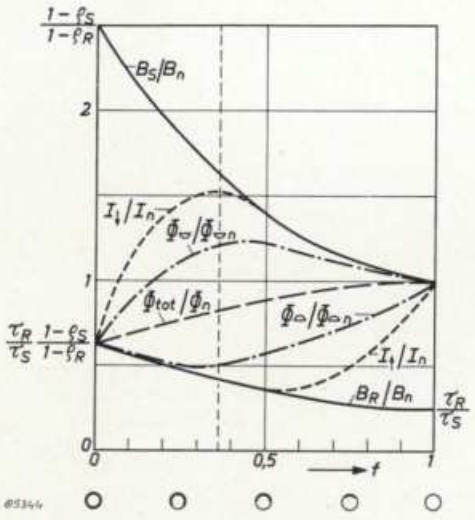


Fig. 7. Het theoretische verloop van verschillende lichttechnisch interessante grootheden van de „TL"F-lamp als functie van de relatieve spleetbreedte f, alle betrokken op de overeenkomstige grootheid bij de normale lamp ($f = 1$, index n). Uitgezet zijn B_S en B_R, resp. de helderheid van de spleet en van de rest van het lampoppervlak; de lichtsterkte $I_\downarrow$ verticaal naar beneden en de lichtsterkte $I_\uparrow$ verticaal naar boven; de lichtstromen naar de onder- en die naar de boven hemisfeer, resp. $\Phi_\supset$ en $\Phi_\frown$; en de totale uitgezonden lichtstroom Φ_{tot}. Voor de reflectie-, de absorptie en de doorlatingsfactoren van de spleet en van de rest van het lampoppervlak zijn in dit voorbeeld aangenomen resp. de waarden $\varrho_S = 0{,}69$, $\alpha_S = 0{,}01$, $\tau_S = 0{,}30$ en $\varrho_R = 0{,}875$, $\alpha_R = 0{,}05$, $\tau_R = 0{,}075$, welke waarden golden voor enkele van de bij de experimenten gebruikte poederlagen.

We beginnen met de *helderheden* die men aan het buitenoppervlak van de buis waarneemt. De helderheid op een bepaalde plaats is evenredig met de daar per cm² naar buiten tredende lichtstroom, dus met de inwendige verlichtingssterkte vermenigvuldigd met de ter plaatse geldende doorlatingsfactor, τ_S of τ_R ($\tau_S > \tau_R$). Is de inwendige verlichtingssterkte overal in de lamp dezelfde, dan verhouden de helderheden zich dus als de doorlatingsfactoren.

Onderstellen we de dikkere poederlaag zo smal dat hij de inwendige reflecties nog niet noemenswaardig beïnvloedt (f bijna gelijk aan 1), dan is de inwendige verlichtingssterkte nog gelijk aan die in een normale lamp, zodat $B_S = B_n$, terwijl $B_R = (\tau_R/\tau_S)\, B_n$.

In het andere extreme geval, nl. als de dikkere poederlaag vrijwel de gehele buisomtrek beslaat (f is bijna 0), is de inwendige verlichtingssterkte vrijwel gelijk aan die welke zou optreden als de spleetbreedte 0 was. De totale op de binnenwand vallende lichtstroom wordt in dit geval gegeven (zie formule 1) door $\Phi_p/(1-\varrho_R)$. In het normale geval ($f = 1$) was hij gelijk aan $\Phi_p/(1-\varrho_S)$, zodat hij met een factor $(1-\varrho_S)/(1-\varrho_R)$ is toegenomen ($\varrho_R > \varrho_S$). De inwendige verlichtingssterkte is nu dus eveneens een factor $(1-\varrho_S)/(1-\varrho_R)$ groter dan in het normale geval en hetzelfde geldt voor de helderheid van de (oneindig smalle) spleet:

$$(B_S)_{f=0} = \frac{1-\varrho_S}{1-\varrho_R} B_n.$$

B_R is weer kleiner dan B_S: voor $f = 0$ is $B_R = (\tau_R/\tau_S) B_S$, zodat

$$(B_R)_{f=0} = \frac{\tau_R}{\tau_S} \frac{1-\varrho_S}{1-\varrho_R} B_n.$$

Groeit f aan van 0 tot 1, dwz. wordt de spleetbreedte groter, dan neemt de gemiddelde reflectiefactor geleidelijk af van ϱ_R tot ϱ_S en daarmee neemt de totale inwendig opvallende lichtstroom af van $\Phi_p/(1-\varrho_R)$ tot $\Phi_p/(1-\varrho_S)$. Ook de helderheden B_S en B_R zullen dus afnemen. Daar de rotatiesymmetrie verloren is zolang f van 0 of 1 verschilt, mogen we niet verwachten dat de inwendige verlichtingssterkte onafhankelijk zal blijven van de plaats op de omtrek van de lamp. Zelfs zal de inwendige verlichtingssterkte noch binnen de door deel S, noch binnen de door deel R omvatte omtrekshoek constant zijn, zodat dit evenmin zal gelden voor de helderheden B_S en B_R. Zowel uit berekeningen als uit metingen blijkt echter dat in practische gevallen de variaties van de helderheid binnen deel S zowel als binnen deel R slechts gering zijn, zodat men bij benadering toch wel kan spreken van „de" helderheid B_S en „de" helderheid B_R. Deze helderheden, die dus eigenlijk gemiddelden zijn over de oppervlakken waarop ze betrekking hebben, nemen, als de spleet wijder wordt, beide geleidelijk af volgens de in fig. 7 getekende krommen.

Vervolgens beschouwen we de *lichtsterkten* $I_\downarrow$ en $I_\uparrow$, dat zijn dus bij de in fig. 4 getekende positie van de lamp, resp. de lichtsterkte in de richting verticaal naar beneden en die in de richting verticaal naar boven. Zolang $1 \geq f \geq 0{,}5$, heeft de van onderen zichtbare helft van de lamp geheel de helderheid B_S en dus is $I_\downarrow$ evenredig met B_S, dwz. de kromme voor $I_\downarrow/I_n$ valt samen met die voor B_S/B_n. Zodra echter f kleiner wordt dan 0,5, krijgen de buiten-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

randen van het zichtbare oppervlak de veel geringere helderheid B_R. Dit effect heeft de tendentie $I_\downarrow$ te doen afnemen. Aanvankelijk behoudt de toeneming van de helderheden B_S en B_R de overhand, de kromme voor $I_\downarrow/I_n$ blijft stijgen, hoewel nu minder sterk dan die voor B_S/B_n. Geleidelijk krijgt echter de afneming van het heldere spleetoppervlak meer invloed; de lichtsterkte verticaal naar beneden bereikt een maximum en daalt dan totdat voor $f = 0$ de waarde

$$(I_\downarrow)_{f=0} = \frac{\tau_R}{\tau_S}\,\frac{1-\varrho_S}{1-\varrho_R}\,I_n$$

is bereikt. Zoals uit fig. 7 blijkt, heeft, bij de spleetbreedte van ca. 130° ($f \approx 0{,}36$), die in de practijk wordt gebruikt, $I_\downarrow$ ongeveer zijn maximale waarde.

Voor $I_\uparrow$, de lichtsterkte verticaal naar boven, geldt iets analoogs.

De totale uitgezonden *lichtstroom* Φ_{tot} neemt af als de spleet nauwer wordt. Dat dit zo moet zijn, ziet men weer het gemakkelijkst in door te bedenken dat nu de reflectiefactor en de absorptiefactor van de poederlaag, gemiddeld over de gehele buiswand, beide groter worden, twee effecten die een toeneming van de absorptie bevorderen (verg. formule (3)). De verhouding van de totale lichtstromen in de extreme gevallen van spleetwijdte 0 en van een normale lamp (resp $f = 0$ en $f = 1$), is natuurlijk dezelfde als die van de helderheden. De kromme voor Φ_{tot}/Φ_n begint dus voor $f = 0$ in hetzelfde punt als de kromme voor B_R/B_n.

Twee lichttechnisch belangrijke grootheden zijn ten slotte de naar de onder- en naar de bovenhemisfeer uitgezonden lichtstromen, resp. aangeduid met $\Phi_\bigcirc$ en $\Phi_\cap$, die eveneens in fig. 7 zijn uitgezet.

Bij een homogene helderheid van de lamp, zoals die optreedt voor $f = 0$ en voor $f = 1$, zijn $\Phi_\bigcirc$ en $\Phi_\cap$ natuurlijk onderling gelijk en evenredig met de optredende helderheid. Daardoor vallen ook de beginpunten ($f = 0$) van de krommen voor $\Phi_\bigcirc/\Phi_{\bigcirc n}$ en $\Phi_\cap/\Phi_{\cap n}$ samen met het beginpunt van de kromme voor B_R/B_n, en hun eindpunten ($f = 1$) met het eindpunt van de kromme voor B_S/B_n. De kromme voor $\Phi_\bigcirc/\Phi_{\bigcirc n}$ vertoont in de buurt van $f = 1$ de neiging de kromme voor B_S/B_n te volgen. Daar ook het bovenste gedeelte van de lamp enig licht naar de onderhemisfeer zendt, heeft het donkere gedeelte R van de lamp reeds invloed op $\Phi_\bigcirc$ zodra f van 1 verschilt. Daardoor blijft $\Phi_\bigcirc/\Phi_{\bigcirc n}$ reeds direct beneden B_S/B_n. Het maximum wordt verklaard op dezelfde wijze als dat in de kromme voor $I_\downarrow/I_n$. Het verloop van $\Phi_\cap/\Phi_{\cap n}$ kan men op analoge wijze kwalitatief verklaren.

Fig. 8 geeft de lichtsterktekrommen van een serie experimentele lampen waaraan de invloed van de spleetbreedte werd nagegaan. Men ziet bijv. hoe de lichtsterkte verticaal naar beneden, in overeenstemming met de theorie, voor een waarde van $f < 0{,}5$ een maximum bereikt. Aan het verkrijgen van een optimale combinatie van poedereigenschappen was bij deze orienterende proeven nog geen bijzondere aandacht besteed.

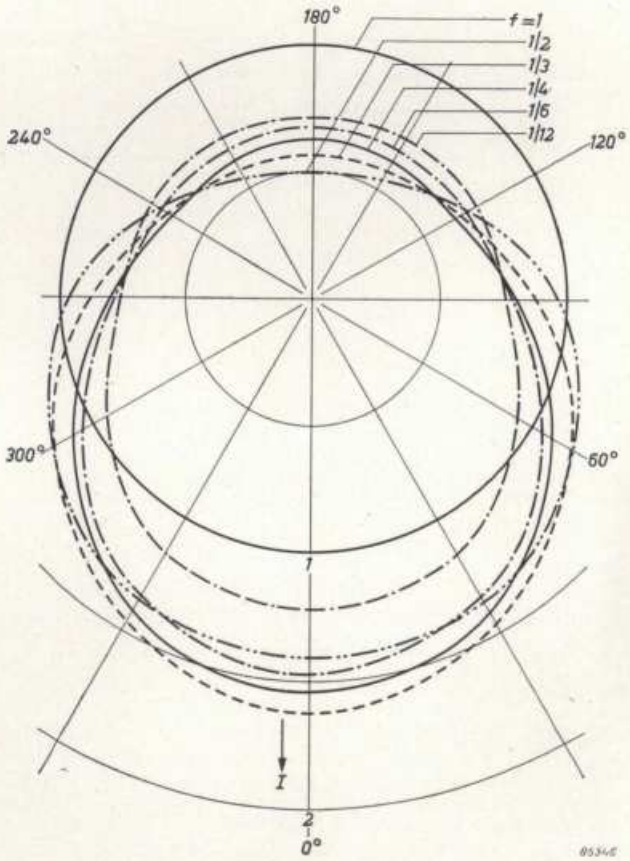


Fig. 8. Lichtsterktekrommen van een serie experimentele lampen met toenemende relatieve spleetbreedte f. Bij deze orienterende proeven waren de poedereigenschappen nog niet optimaal gekozen. De lichtsterkte van de normale lamp ($f = 1$) is 1 gesteld.

Vergelijkende metingen aan normale „TL" lampen en „TL" F-lampen

Lampen zonder armatuur

Fig. 6*a* bevatte reeds een vergelijking der lichtsterktekrommen van normale lampen en „TL" F-lampen in schone toestand en in twee toestanden van vervuiling. *Fig. 9*, die verkregen is door combinatie van metingen en berekeningen, bevat nog enige aanvullende gegevens omtrent de invloed van vervuiling op de twee soorten lampen. In deze figuur zijn de totale geleverde lichtstromen en de naar de onder- resp. bovenhemisfeer uitgezonden lichtstromen uitgezet als functie van de doorlatingsfactor τ_v van de stoflaag op de bovenzijde van de lampen. In overeenstemming met de theorie levert de normale „TL" lamp in schone toestand een iets grotere totale lichtstroom

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

dan de „TL"F-lamp: bij 0 branduren leveren normale „TL"- en „TL" F-lampen van 40 W resp. 2500 en 2300 lm. Vervuiling heeft echter op de lichtstroom van de normale lamp veel meer invloed dan op

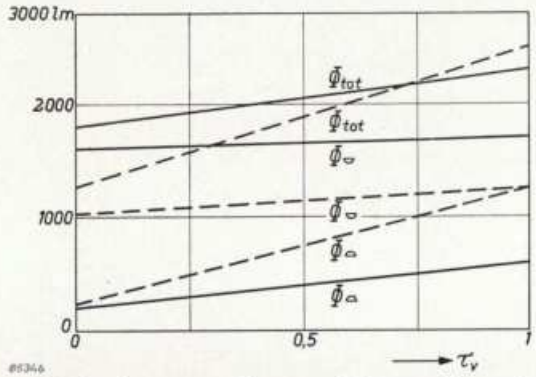


Fig. 9. Invloed van vervuiling van de bovenzijde op de prestaties van „TL"F-lampen (getrokken krommen) en van normale „TL"lampen (gestippelde krommen). Horizontaal is uitgezet de doorlatingsfactor τ_v van een vuillaag die de bovenzijde der lampen gelijkmatig bedekt, verticaal zijn uitgezet de totale geleverde lichtstroom Φ_{tot}, de naar de onder- en de naar de bovenhemisfeer uitgezonden lichtstroom, resp. $\Phi_{\bigcirc}$ en $\Phi_{\bigcirc}$.

die van de „TL"F-lamp, zodat reeds bij een geringe mate van vervuiling de laatste in het voordeel komt. Alle grafieken en gegevens gelden voor lampen met 0 branduren.

Lampen in armaturen

In fig. 6*b* werden de lichtsterktekrommen van een trogarmatuur met twee normale „TL" lampen en met twee „TL"F-lampen onderling vergeleken, zowel voor schone als voor vervuilde lampen. De krommen in deze figuur gelden voor een schoon armatuur. Het zal duidelijk zijn dat ook als het reflecterende oppervlak dat het licht naar beneden moet werpen, is vervuild, het gebruik van „TL"F-lampen gunstig kan zijn. In *fig. 10a* is, voor hetzelfde armatuur

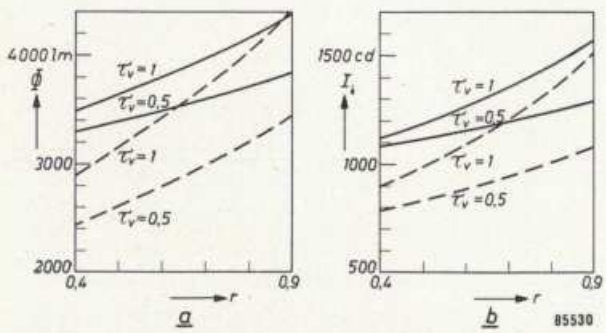


Fig. 10. *a*) Invloed van de reflectiefactor r van de reflector van een trogarmatuur voor twee lampen op de geleverde nuttige lichtstroom. De getrokken krommen gelden voor „TL"F-lampen, de gestippelde voor normale lampen. Beide lamptypen werden gemeten in schone toestand ($\tau_v = 1$) en in aan de bovenzijde vervuilde toestand ($\tau_v = 0{,}5$).
b) Als (*a*), maar nu is als ordinaat uitgezet $I_\downarrow$, de lichtsterkte in de richting verticaal naar beneden.

waarvoor fig. 6*b* geldt, voor normale en voor „TL"F-lampen uitgezet hoe de geleverde nuttige lichtstroom afhangt van de reflectiefactor r van de uitwendige reflector. Dit is weer gedaan voor schone lampen en voor aan de bovenzijde vervuilde lampen met $\tau_v = 0{,}5$. Voor een schone goede reflector is de waarde van r ca. 0,8. Zelfs bij schone lampen en schone reflector wordt, bij gebruik van „TL"F-lampen, dus al een grotere nuttige lichtstroom uit het armatuur verkregen dan bij gebruik van normale „TL" lampen, wat ook blijkt uit fig. 6*b*, terwijl vervuiling de superioriteit van „TL"F-lampen in dit type armatuur nog meer accentueert. Hetzelfde geldt voor de lichtsterkte in de richting verticaal naar beneden, zoals blijkt uit fig. 10*b*.

Voor twee andere belangrijke typen van armaturen, nl. voor een roosterarmatuur met transparante zijwanden en voor een roosterarmatuur met metalen zijwanden, beide voor twee „TL"-lampen, worden resp. in *fig. 11a* en *b* de lichtsterktekrommen verge-

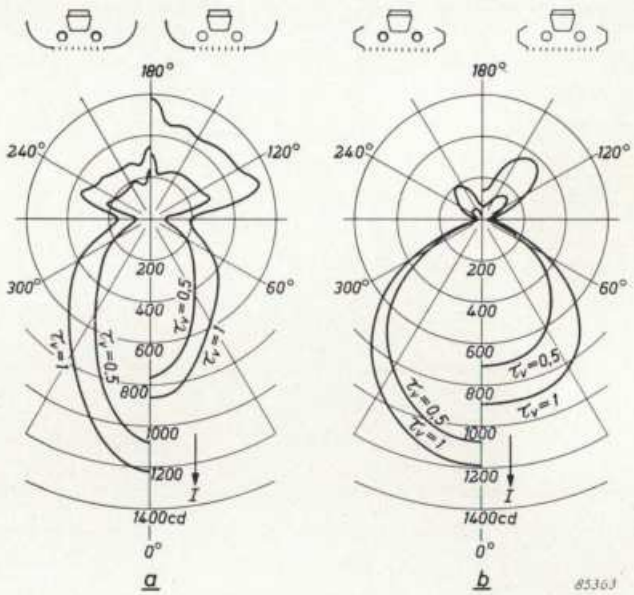


Fig. 11. *a*) Lichtsterktekrommen voor een roosterarmatuur met transparante zijwanden voor twee „TL" lampen (zie inzetten). Links de krommen bij gebruik van „TL"F-lampen in schone toestand ($\tau_v = 1$) in een schoon armatuur en in vervuilde toestand ($\tau_v = 0{,}5$) in een in overeenkomstige graad vervuild armatuur; rechts hetzelfde bij gebruik van normale „TL" lampen.
b) Als *a*, maar nu voor een roosterarmatuur met metalen zijwanden voor twee „TL" lampen (zie inzetten).

leken bij gebruik van normale en van „TL"F-lampen. De invloed van vervuiling is weer zichtbaar gemaakt door krommen op te nemen voor schone lampen in een schoon armatuur en voor aan de bovenzijde gelijkmatig vervuilde lampen ($\tau_v = 0{,}5$), in een in overeenkomstige graad vervuild armatuur.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Verlichtingssterkte op het werkvlak

Een in de practijk zeer belangrijke grootheid is de verlichtingssterkte op het werkvlak. Om wat deze grootheid betreft „TL"F-lampen te vergelijken met normale „TL" lampen, werden in een vertrek van 5 × 5,5 m² vloeroppervlakte en 2,85 m hoogte eerst 12 normale „TL" lampen van 40 watt in een bepaald type armatuur aangebracht. Er werd dus 17,5 watt lampvermogen per m² geinstalleerd. Vervolgens werd de verlichtingssterkte op een werkvlak 0,75 m boven de grond gemeten bij gebruik van schone lampen en bij gebruik van vervuilde lampen. Met vervuild is hier weer bedoeld dat de bovenzijde van de lampen was bedekt met een gelijkmatige vuillaag met doorlatingsfactor $\tau_v = 0{,}5$. Dezelfde metingen werden daarna herhaald met „TL" F-lampen, in eenzelfde aantal en met hetzelfde vermogen. De proeven werden achtereenvolgens uitgevoerd met verschillende typen armaturen en met op plafondbalken gemonteerde lampen. Bij montage in armaturen hingen de lampen 0,35 m onder het plafond; de afstand lamp-werkvlak bedroeg dus 1,75 m. Bij plafondmontage was deze afstand 2 m. De reflectiefactor van het plafond was 0,73, die van de wanden 0,43. Bij plafondmontage werd de proef herhaald bij een plafondreflectiefactor 0,55. Zoals te verwachten was, bleken in dit laatste geval de „TL"F-lampen in schone toestand reeds duidelijker in het voordeel te zijn dan bij de grotere plafondreflectiefactor het geval was.

Bij enkele metingen met vervuilde lampen werden in overeenkomstige graad vervuilde armaturen gebruikt. De meetresultaten zijn verzameld in *tabel I*.

Algemene opmerkingen

De „TL"F-lamp is, zoals reeds werd gezegd, eigenlijk een buislamp met ingebouwde reflector. Als reflector wordt geen spiegelend metaaloppervlak gebruikt, daar met een geschikte poederlaag een grotere reflectiefactor bereikt kan worden. Bovendien laat de poederlaag een gedeelte van het niet gereflecteerde licht door, wat een metalen spiegel niet doet, zodat bij gebruik van zo'n spiegel meer licht verloren zou gaan.

De geringe gevoeligheid voor vervuiling van „TL"F-lampen betekent in de meeste practische gevallen geringere kosten per geleverd lux-uur op het werkvlak.

De grote lichtsterkte van de „TL"F-lamp in de voorkeursrichting kan in sommige gevallen ook meer rechtstreeks van nut zijn. Soms kan uitwendig geen goede reflector worden aangebracht wegens plaatsgebrek. Dan is de „TL"F-lamp de aangewezen oplossing.

Verder kan men in vele gevallen door „TL"F-lampen te gebruiken, besparen op armatuurkosten zonder dat dit tot veel lichtverlies aanleiding geeft. In het algemeen zal het echter niet gewenst zijn het armatuur bij „TL"F-lampen geheel te laten ver-

Tabel I. Verlichtingssterkte in lux op het werkvlak, 0,75 m boven de grond, in een vertrek met een vloeroppervlakte van 5 × 5,5 m² en een hoogte van 2,85 m. Verlichting door 12 „TL" lampen van 40 W (17,5 W lampvermogen per m² vloeroppervlakte), gelijkmatig over de ruimte verdeeld en in de gevallen A, B, C en D gemonteerd in 6 tweelampsarmaturen. Lampen 0,35 m onder het plafond, afstand lamp-werkvlak 1,75 m. In de gevallen E en E′ werden de lampen op 12 eenlampsbalken gemonteerd. Afstand lamp-werkvlak nu 2 m. Reflectiefactor plafond 0,73 (zeer goed wit), behalve in het geval E′, waar deze factor 0,55 was. Reflectiefactor wanden 0,43, behalve van de bovenste 0,40 m, waar de wand wit was met een reflectiefactor 0,7. De getallen geven de verlichtingssterkte (lux) gemiddeld over het gehele meetoppervlak; de getallen tussen haakjes zijn de maxima verticaal onder de armaturen. De aanduiding „lampen vuil" betekent dat de bovenzijde bedekt was met een gelijkmatige vuillaag met een doorlatingscoëfficient $\tau_v = 0{,}5$.

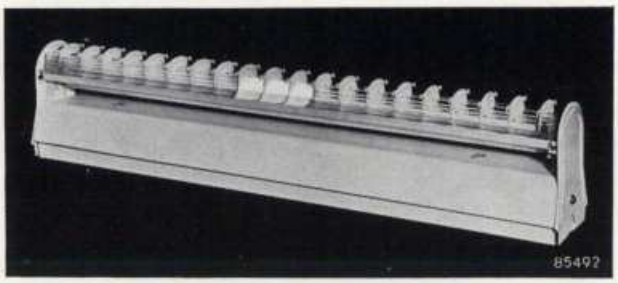
Armatuurtype	toestand armatuur	Reflectie-factor plafond	met normale „TL" lampen		met „TL" F-lampen	
			lampen schoon	lampen vuil	lampen schoon	lampen vuil
A. trogreflector (gesloten) (fig. 6*b*)	schone refl.	0,73	780 (850)	525 (575)	785 (860)	675 (745)
B. trogreflector (met boven-openingen)	schone refl.	0,73	770 (850)	530 (580)	785 (865)	685 (765)
C. open roosterarmatuur (fig. 11*a*) met transp. zijschotten	schoon	0,73	685 (765)		700 (800)	
	vuil	0,73		415 (480)		495 (580)
D. roosterarmatuur (fig. 11*b*)	schoon	0,73	640 (700)		675 (755)	
	vuil	0,73		380 (430)		505 (575)
E. Plafondbalken	schoon	0,73	715	540	735	685
E′ Plafondbalken	schoon	0,55	630		675	

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vallen. De helderheid van de spleet is namelijk zo groot (ca. $13 \cdot 10^3$ cd/m^2) dat, niettegenstaande in vele kijkrichtingen de zichtbare oppervlakte van de spleet klein is, ook bij „TL"F-lampen afscherming geboden blijft om hinderlijke helderheden in het gezichtsveld te vermijden. Een dergelijke afscherming kan op orthodoxe wijze geschieden door het aanbrengen van roosters of schotjes tegen het inkijken in langs- of dwarsrichting. Wat de dwarsrichting betreft, kan de zijafscherming ook worden verkregen door lichtbrekende randjes naast de lamp, die het opzij uitgestraalde licht naar beneden knikken, weg uit de kijkrichting (*fig. 12*).

a



b

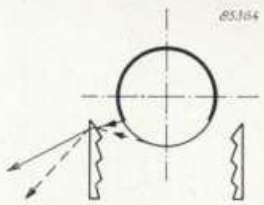


Fig. 12. Methode om met lichtbrekende zijschotjes de grote helderheid van de „spleet" van de „TL"F-lamp onschadelijk te maken. Het zijwaarts uitgestraalde licht wordt naar beneden geknikt. Op de foto (*a*) is in het midden een gedeelte van een zijschotje weggenomen. Men ziet daar ter plaatse een veel grotere helderheid dan elders. In de schets (*b*) is het principe aangegeven.

Voor het geval dat men „TL" F-lampen „naakt" gaat monteren tegen vrij donkere plafonds — iets wat men met normale „TL" lampen niet zo gauw zal doen wegens het dan optredende lichtverlies —, moet men erop bedacht zijn dat langgerekte voorwerpen evenwijdig aan de lampen veelvuldige, scherpe schaduwen geven, die hinderlijk kunnen zijn. Reflectie van de grote helderheid van de spleet in min of meer spiegelende oppervlakken binnen het gezichtsveld moet, vooral als deze zich in een vrij donkere omgeving bevinden, vermeden worden, evenals trouwens bij normale lampen in dit opzicht voorzichtigheid geboden is. De helderheid van het donkere deel van de buis is klein genoeg (ca. $2{,}5 \cdot 10^3$ cd/m^2) om afscherming niet noodzakelijk te maken. Men kan bijv. verticale panelen verlichten met het lichte deel van verticaal geplaatste lampen naar deze panelen toe gericht, waarbij het zichtbare donkere deel niet meer behoeft te worden afgeschermd. Deze techniek kan ook worden toegepast in horizontale reflectoren verlicht door horizontaal geplaatste „TL"F-lampen, die met de spleet omhoog zijn gemonteerd. In verband met de dan juist versterkte invloed van vervuiling is dit echter alleen mogelijk bij gebruik van stofdichte armaturen, in stofvrije ruimten of bij frequente reiniging.

Samenvatting. Door in een „TL" lamp over een gedeelte van de buisomtrek een goed reflecterende poederlaag aan te brengen tussen het fluorescentiepoeder en de glaswand, voorziet men de lamp als het ware van een inwendige reflector. Hierdoor krijgt het uitgezonden licht een voorkeursrichting. Dit biedt voordelen als men de lampen zo monteert dat de inwendige reflector zich aan de bovenzijde bevindt. Afzetting van stof op deze bovenzijde heeft nu een veel geringere invloed op de geleverde lichtstroom dan bij normale lampen. De resultaten van een theoretisch onderzoek over de invloed van een dergelijke inwendige reflector op verschillende lichttechnische grootheden worden besproken. Bij variatie van de door de reflector in beslag genomen hoek blijkt een maximale lichtsterkte in de voorkeursrichting op te treden als deze hoek ca. 230° is. Aan de hand van metingen wordt vervolgens aangetoond dat reeds bij geringe vervuiling van de bovenzijde van de lampen, en in sommige gevallen reeds bij schone lampen, het nieuwe type aanzienlijk gunstiger verlichtingsresultaten oplevert dan het normale.

Erratum. In het artikel „Vergelijking tussen weergegeven en echte muziek" door R. Vermeulen (Philips techn. T. **17**, 1955, No. 6) is op blz. 195, tweede kolom, regel 28 en 29, de conclusie van het onderzoek als volgt geformuleerd: „Gemiddeld hoort men dus het verschil in 75 van de 100 gevallen wel en in 25 niet", en in de samenvatting op blz. 196: „De algemene conclusie is, dat een proefpersoon gemiddeld in 75 van de 100 gevallen het verschil wèl hoort en in 25 niet."

Deze formuleringen zijn fout. Zij moeten luiden: *„Gemiddeld gaven de proefpersonen in 75 van de 100 gevallen goede antwoorden en in 25 verkeerde"*. Op grond van de op blz. 195 voorafgaande beschouwing immers is het duidelijk dat hetzelfde resultaat zou zijn verkregen indien de helft van de proefpersonen in staat was geweest de verschillen met zekerheid waar te nemen en de andere helft daartoe niet bij machte was geweest. Eveneens zou men dit resultaat hebben gevonden indien de verschillen zo gering waren geweest dat het onverschillig was of de proefpersonen deze al dan niet konden opmerken. Een eenvoudige conclusie hieruit is echter moeilijk streng te formuleren, aangezien de verzameling proefpersonen, wat hun onderscheidingsvermogen betreft, verre van homogeen was. Toch menen wij dat de volgende conclusie mag worden getrokken:

Onder de omstandigheden van onze proeven was voor een volkomen willekeurig uitgekozen proefpersoon de waarschijnlijkheid dat hij bij een bepaalde proef het verschil tussen de weergegeven en de echte muziek juist heeft waargenomen, gelijk aan $^1/_2$ en dus even groot als de waarschijnlijkheid dat hij geen verschil heeft gehoord. Daaruit volgt dat de waarschijnlijkheid van een goed antwoord $^3/_4$ moet zijn, wat in overeenstemming is met de waargenomen gemiddelde frequentie der goede antwoorden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

STEREONAGALM

door R. VERMEULEN. 534.844:534.846.4:621.395.625.3

Terwijl door een te lange nagalmtijd spraak onverstaanbaar wordt, heeft een te korte nagalmtijd tot gevolg dat muziek „droog" en nuchter klinkt. Voor het verkorten van de nagalmtijd van een zaal, ter verbetering van de verstaanbaarheid, staan tegenwoordig vele soorten acoustische materialen ter beschikking. Verlengen van een te korte nagalmtijd, en — wat misschien nog belangrijker is — diffuus maken van het geluid, kan geschieden met electro-acoustische middelen. Proeven hebben bewezen dat hiermede een goede theaterzaal geschikt kan worden gemaakt voor concerten.

Inleiding

De acoustische eigenschappen van een zaal worden bepaald door het gedrag van de geluidsgolven, vooral van die welke door de wanden zijn teruggeworpen. Men beseft het belang van het teruggekaatste geluid eerst goed als bij een toespraak in de open lucht de versterkinstallatie was vergeten, en nog meer als een symfonieorkest zou trachten zonder hulpmiddelen een concert in de open lucht te geven.

Ook een kleine berekening leert dat in een zaal al op geringe afstand van het orkest het directe geluid zwakker kan zijn dan het weerkaatste. Op een afstand r van een geluidsbron met vermogen P is de energiedichtheid van het directe geluid gelijk aan $P/(4\pi r^2 c)$, als c de voortplantingssnelheid van het geluid is. In een zaal met volume V en nagalmtijd T (dat is bij definitie de tijd waarin de geluidsintensiteit, nadat de geluidsbron heeft opgehouden te werken, met 60 dB is afgenomen) is de energiedichtheid van het indirecte geluid gelijk aan $PT/(13{,}8\ V)$ [1]). Deze twee energiedichtheden zijn aan elkaar gelijk op een afstand $r_0 = (1{,}1\ V/cT)^{\frac{1}{2}}$. Voor enige waarden van V en T zoals in de practijk kunnen voorkomen, volgt hieruit voor r_0:

$V =$	100	1000	10 000 m³
$T =$	0,7	1,0	1,5 s
$r_0 =$	0,7	1,8	4,5 m.

Men ziet dat dus al op afstanden van enkele meters het indirecte geluid kan overwegen.

De eisen die men aan een zaal moet stellen voor spraak en voor muziek, zijn geheel verschillend. Voor een schouwburg is de verstaanbaarheid primair. Voor goede verstaanbaarheid is nodig dat het weerkaatste geluid de toehoorders bereikt met zó weinig vertraging dat het wèl de luidheid van de eigen klank vergroot, doch niet min of meer met de volgende klanken samenvalt. Voor deze klanken immers is het doorklinken van de vorige te beschouwen als „maskerend lawaai", dat de verstaanbaarheid benadeelt. Men kan ruwweg zeggen dat alle geluid dat binnen 50 ms de toehoorders bereikt, mag worden opgevat als nuttig geluid [2]). Zo is Erwin Meyer gekomen tot het begrip „duidelijkheid" of „definitie" [3]), dat hij als volgt definieert:

$$\frac{\int_0^{50\ \mathrm{ms}} p^2(t)\,\mathrm{d}t}{\int_0^{t_1} p^2(t)\,\mathrm{d}t},$$

waarin p de geluidsdruk is, t de tijd (gerekend vanaf het ogenblik waarop de geluidsbron ophoudt te werken) en t_1 een tijd veel langer dan 50 ms.

Voor een concertzaal daarentegen vraagt men niet in de eerste plaats duidelijkheid, doch een mooie volle klank. Hier is het veel moeilijker de eisen te preciseren. Voor spraak moest de nagalm worden aanvaard als een onvermijdelijke, storende metgezel van het nuttige geluid, omdat het nu eenmaal niet goed mogelijk is de galm na 50 ms plotseling het zwijgen op te leggen. Voor muziek weet men dat de nagalmtijd niet slechts veel langer mag zijn, doch ook moet zijn. De optimale waarde hangt duidelijk af van de aard der muziek. Vaak ziet men dan ook dat een componist terdege rekening heeft gehouden met de acoustiek van de ruimte (kerk, concertzaal, kamer) waarin hij zijn muziek wilde laten klinken. De neiging tot zingen in de badkamer is wellicht goeddeels toe te schrijven aan de lange nagalmtijd van dit acoustisch „harde" vertrek.

Zoals meer en meer duidelijk is geworden, hangt echter de geschiktheid van een zaal voor

[1]) Zie bijv. A. Th. van Urk, Zaalacoustiek en nagalm, Philips techn. T. **3**, 65-73, 1938.

[2]) Zie het in [1]) aangehaalde artikel, blz. 72-73.

[3]) E. Meyer, Definition and diffusion in rooms, J. Acoust. Soc. Amer. **25**, 630-636, Sept. 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

muziekuitvoeringen niet alleen van de nagalmtijd af. Men kan zich zelfs afvragen of ook hier de nagalm niet slechts een onvermijdelijk bijverschijnsel is. Waarop het evenzeer, of misschien in hoofdzaak, aankomt, is de „diffusiteit" van het geluid (en wellicht ook de aard der fluctuaties in de nagalm).

Om deze verschijnselen nader te bestuderen, hebben wij getracht een kunstmatige diffuse nagalm in een laboratoriumzaal op te wekken door middel van rondom aangebrachte luidsprekers, die de in deze zaal gespeelde muziek met regelbare intensiteit en vertraging herhaalden. Dit experiment bleek de acoustiek dermate te verbeteren dat de stoute stap gewaagd werd, deze kunstmatige nagalm te gebruiken om een toneelzaal acoustisch geschikt te maken als concertzaal. Als naam voor de kunstmatige diffuse nagalm stellen wij voor: stereonagalm (stereo reverberation, stéréo-réverbération, Stereo-Nachhall).

Ons eerste object vormde de Philipsschouwburg te Eindhoven, die door de verbouwing in 1935 zeer goede kwaliteiten als toneelzaal had verkregen, maar als concertzaal veel te wensen overliet. Deze zaal is nu, evenals die van het Gebouw voor Kunsten en Wetenschappen in Den Haag, voorzien van een permanente installatie voor stereonagalm [4]).

Principe van de installatie voor stereonagalm

Het vertragingswiel

Met behulp van *fig. 1* zullen wij het principe van de stereonagalminstallatie verduidelijken. Een regelbare vertraging wordt verkregen door middel van magnetische registratie en aftasting. Langs de omtrek van een wiel („vertragingswiel") is magnetisch materiaal aangebracht zoals voor magnetofoonband wordt gebruikt [5]). De uitgevoerde muziek wordt via een microfoon en een opneemkop in dit materiaal geregistreerd. Een aantal weergeefkoppen — in de definitieve uitvoering vier, in experimentele uitvoeringen zes (*fig. 2*) of meer (*fig. 3*) — zijn langs de omtrek van het wiel aangebracht en via afzonderlijke kanalen verbonden met luidsprekers. Deze zijn op verschillende plaatsen in de zaal aangebracht: aan het plafond, langs de balustrade van het balkon, in een lichtkoof, in „dode" hoeken onder het balkon

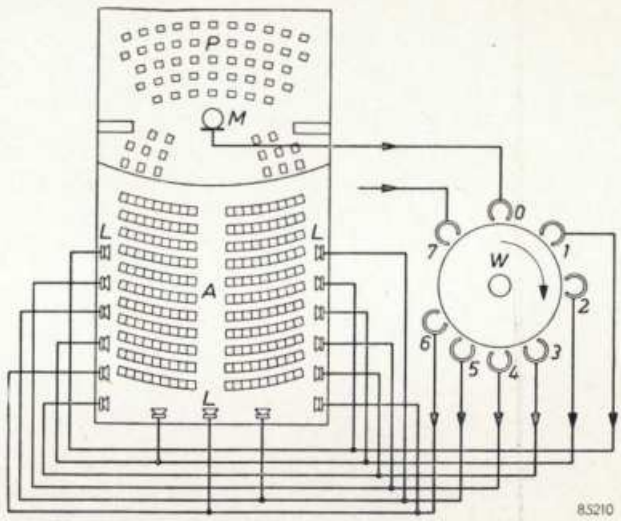


Fig. 1. Inrichting voor het leveren van indirect geluid met verschillende vertragingen. *A* auditorium. *P* podium. *M* microfoon. *W* vertragingswiel, langs de rand waarvan magnetisch materiaal is aangebracht dat geschikt is voor magnetische geluidsregistratie. *0* opneemkop. *1*,...,*6* weergeefkoppen. *7* wiskop. *L* luidsprekers.

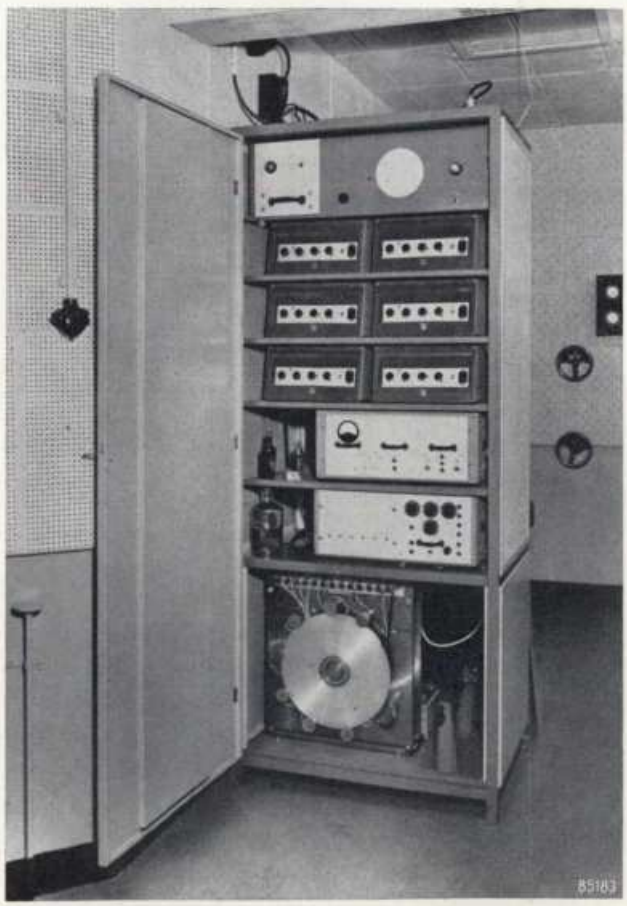


Fig. 2. Stereonagalminstallatie in de Philipsschouwburg te Eindhoven. Beneden in de kast het vertragingswiel (vgl. fig. 1); daarboven versterkers.

[4]) Demonstraties met stereonagalm zijn bovendien gegeven te Gravesano in Zwitserland (op uitnodiging van de dirigent W. Scherchen; zie diens binnenkort verschijnend boek Musik, Raumgestaltung und Elektroakustik) en op de 3e „Tonmeistertagung" van de Nordwestdeutsche Musikakademie Detmold (zie D. Kleis, Elektron. Rdsch. **9**, 64-68, 1955 (No. 2)). Dergelijke proeven, maar in de open lucht gedaan, zijn beschreven door H. S. Knowles, Acustica **4**, 80-82, 1954 (No. 1).

[5]) Ook anderen hebben een dergelijk toestel geconstrueerd, doch er niet een diffuse nagalm mee verwekt; zie H. Schiesser, Einrichtungen zur Erzeugung künstlichen Nachhalls, Funk und Ton **8**, 361-368, 1954 (No. 7), en P. E. Axon c.s., Artificial reverberation, J. Inst. El. Engrs. **1**, 368-371, 1955 (No. 6).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

enz. Tussen de laatste weergeefkop en de opneemkop bevindt zich een wiskop, die ervoor zorgt dat de magnetische laag telkenmale weer schoongewist onder de opneemkop komt.

de omtrek van het wiel en met de snelheid van het wiel.

Door drie oorzaken echter hoort de luisteraar meer dan deze zeven (1+6) knallen: in de eerste

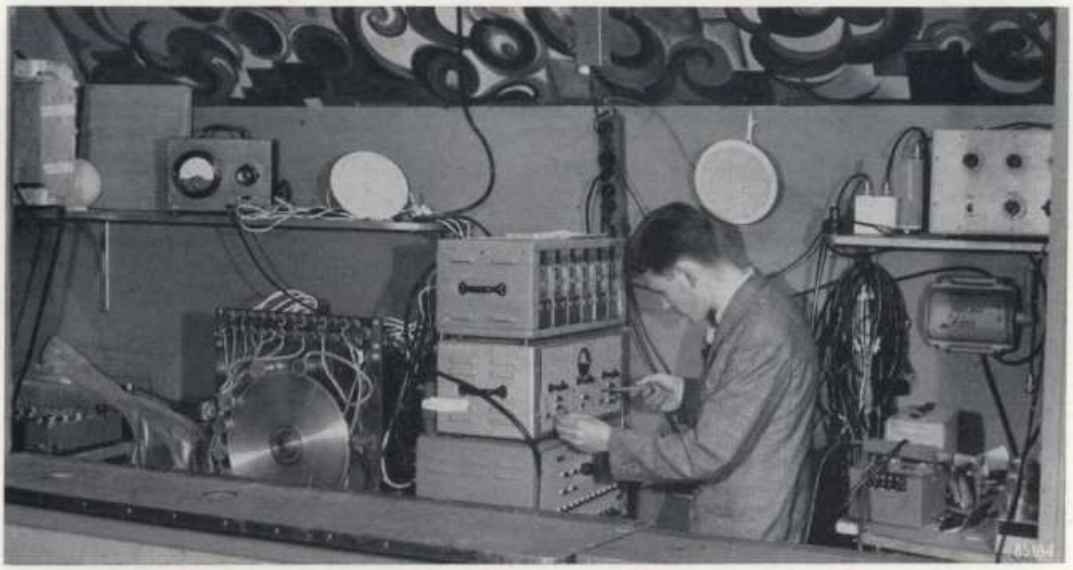


Fig. 3. Stereonagalminstallatie in het Gebouw voor Kunsten en Wetenschappen te Den Haag, in een provisorisch stadium. Het vertragingswiel was hier voorzien van tien weergeefkoppen, waarvan er maximaal zes tegelijk konden werken. Er kon snel worden overgeschakeld van een bepaald stel weergeefkoppen op een ander stel.

Beschouwen we ter verduidelijking het geval dat in de zaal een knal wordt teweeggebracht (impuls I_0, *fig. 4*). Deze bereikt na een zekere looptijd de microfoon en dan begint het kunstmatige indirecte geluid. Dit laatste bestaat, indien men met zes weergeefkoppen werkt, in de eerste plaats uit zes achtereenvolgende knallen uit de luidsprekers (I_1,...,I_6). De intensiteit van elk dezer knallen kan men met behulp van sterkteregelaars naar willekeur instellen; ook de tijdsafstanden heeft men in de hand, met de plaatsing van de koppen langs

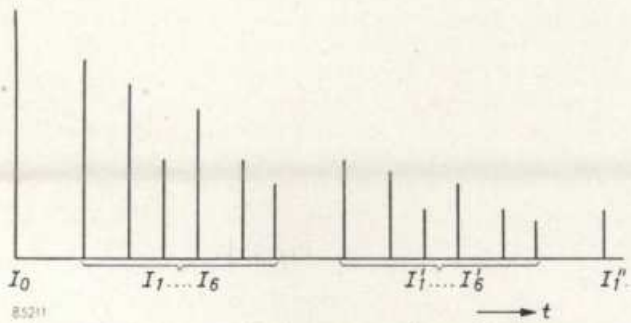


Fig. 4. Wordt in een zaal met stereonagalm een knal teweeggebracht (impuls I_0), dan leveren de zes luidsprekergroepen tijdens één omwenteling van het vertragingswiel de zes knallen I_1, ..., I_6. Past men electrische terugkoppeling van de zesde weergeefkop naar de opneemkop toe, dan geven de luidsprekers een tweede serie van zes knallen (I_1', ..., I_6'), een derde, enz. (Acoustische terugkoppeling is hier buiten beschouwing gelaten.)

plaats doordat op iedere weergeefkop verscheidene luidsprekers zijn aangesloten, die verspreid in de zaal zijn opgesteld en verschillende afstanden tot de luisteraar hebben, zodat ook de looptijden verschillend zijn; in de tweede plaats doordat de wanden zowel de oorspronkelijke knal als de uit de luidsprekers komende knallen weerkaatsen, en ten derde doordat de knal van iedere luidspreker door de microfoon wordt opgevangen, weer op het wiel wordt geschreven en dus verzesvoudigd, zij het ook verzwakt, opnieuw wordt uitgezonden.

Dit alles werkt ertoe mede dat de oorspronkelijke knal door een zeer groot aantal andere wordt gevolgd, dus dat de nagalmtijd aanzienlijke waarden kan bereiken. Het onder „ten derde" genoemde effect — de terugwerking van de luidsprekers op de microfoon — brengt echter het gevaar mee dat één bepaalde toon te lang blijft doorklinken en in het extreme geval blijft „rondzingen"; daarom moet dit effect zoveel mogelijk beperkt worden (wij komen hierop aanstonds terug). Met voordeel kan deze acoustische terugkoppeling echter worden vervangen door een electrische, waarbij een regelbare fractie van het signaal dat van de laatste weergeefkop komt, wordt teruggevoerd naar de opneemkop. Deze registreert dit signaal dan opnieuw, er ontstaat, in ons voorbeeld van de knallen, een

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tweede reeks van zes knallen ($I_1', \ldots, I_6'$ in fig. 4), deze reeks wordt nogmaals geregistreerd, er komt een derde reeks, enz. Door regeling van de fractie van het uitgangssignaal die men terugkoppelt, kan men elke reeks in een bepaalde mate zwakker laten klinken dan de voorgaande, zodat men willekeurig lange nagalmtijden kan instellen.

Berekening van de invloed van de stereonagalm op de acoustische eigenschappen van de zaal

Voor een eenvoudig geval toont de volgende berekening welke invloed de stereonagalm op de acoustische eigenschappen van de zaal heeft. Stel, de energiedichtheid in de zaal is $E(t)$. Dan is $-V\,\mathrm{d}E/\mathrm{d}t$ de snelheid waarmee geluidsenergie in de zaal vermindert. In een zaal zonder stereonagalm moet dit gelijk zijn aan het vermogen dat door de absorberende wanden van de zaal wordt opgenomen, welk vermogen evenredig met E is [6]), stel aE. Is er stereonagalm, dan levert deze een vermogen dat evenredig is met de energiedichtheid van een tijd τ geleden: $\beta E(t-\tau)$. De balans wordt dan:

$$-V\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} = aE(t) - \beta E(t-\tau).$$

Een oplossing hiervan is:

$$E = E_0 \exp(-mt),$$

terwijl

$$mV = a - \beta \exp(m\tau);$$

de grootheid m is omgekeerd evenredig met de nagalmtijd T, en wel gelijk aan $13{,}8/T$. Voor kleine waarden van $m\tau$ benaderen we $\exp(m\tau)$ door de uitdrukking $1 + m\tau$. We vinden dan:

$$m \approx \frac{a-\beta}{V+\beta\tau}.$$

Hieruit blijkt dat vergroting van de sterkte van de stereonagalm (β) hetzelfde effect heeft als verkleining van de absorptie (a) en als vergroting van het zaalvolume (V). Opvoeren van de vertraging τ werkt ook als een vergroting van de zaal; hierop komen wij nog terug.

De microfoons

In de bovenstaande berekening was aangenomen dat men kon spreken van „de" energiedichtheid in de zaal. In vele gevallen is inderdaad de totale energie (som van potentiële en kinetische energie) vrij gelijkmatig over de ruimte verdeeld. Maar in een staande trilling wisselen, zoals bekend is, de potentiële en de kinetische energie elkaar af, en dit betekent dat de geluidsdruk bij constante frequentie sterk met de plaats verandert, en, omgekeerd, dat op een bepaalde plaats de geluidsdruk sterk van de frequentie afhangt. De microfoon, die het signaal levert dat via het vertragingswiel en de luidsprekers weer in de zaal wordt teruggevoerd, reageert alleen op de druk ter plaatse. Daardoor varieert de factor β in onze berekening sterk met de frequentie, en de nagalmtijd, die omgekeerd evenredig is met $a-\beta$, dus eveneens, en zelfs in nog veel sterkere mate. Indien β als functie van de frequentie een piek vertoont, gaat bij opvoeren van de versterking de toon met de frequentie waarbij de piek optreedt, reeds lang doorklinken nog voordat voor de andere tonen een merkbare verlenging van de nagalmtijd is verkregen. Bij nog grotere versterking sterft de toon zelfs in het geheel niet meer weg (rondzingen: $a - \beta$ is dan negatief geworden).

Het ligt voor de hand te trachten de piek te onderdrukken door middel van een filter in het microfoonkanaal. Er treden echter in een zaal zoveel pieken op, en deze zijn bovendien dusdanig scherp, dat het onderdrukken van alle pieken onbegonnen werk zou zijn, te meer omdat de pieken gewijzigd worden door alle veranderingen die in de zaal of op het podium voorkomen. Wèl heeft het zin de frequentiegebieden waarin de allerhoogste pieken voorkomen, zo ver te onderdrukken dat bij opvoeren van de versterking het rondzingen bij twee of drie ver uit elkaar gelegen frequenties gelijktijdig optreedt.

In dit verband kan ook plausibel worden gemaakt waardoor het komt dat electrische terugkoppeling via het vertragingswiel een beter middel ter verkrijging van een lange nagalmtijd is dan acoustische terugkoppeling via de zaal.

In een systeem met vertraagde terugkoppeling heeft het teruggekoppelde signaal ten opzichte van het ingangssignaal in het algemeen een fazeverschuiving die afhankelijk is van de frequentie en van de vertraging. Brengt men meer dan één terugkoppelweg aan, zodanig dat zij bij voorbeeld even grote bijdragen tot het ingangssignaal leveren, dan zullen die bijdragen in het algemeen vrij willekeurige fazeverschillen vertonen, zodat hun gemiddelde resultante groeit met de wortel uit het aantal terugkoppelwegen. Er zullen echter ook één of meer frequenties zijn voor welke alle bijdragen juist met elkaar in faze zijn. Voor deze frequenties is de resultante gelijk aan de algebraïsche som van de bijdragen (en tevens maximaal), dus evenredig met het aantal terugkoppelwegen zelf. Deze redenering maakt duidelijk dat met het toenemen van het aantal terugkoppelwegen de verhouding van de maximale waarde der resultante (die bij één bepaalde frequentie optreedt en de maximale versterking beperkt) tot de gemiddelde waarde (bij andere frequenties) stijgt met de wortel uit het aantal terugkoppelwegen. In het geval van luidsprekers en microfoon in dezelfde zaal is dit aantal zeer groot en moet men dus verwachten dat er zich gemakkelijk een toestand zal voordoen

[6]) Zie bijv. het in [1]) aangehaalde artikel, waarin wordt aangetoond dat de evenredigheidsfactor a gelijk is aan $^1/_4 aAc$, als a de absorptiecoëfficient is en A de wandoppervlakte.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarin één toon lang zal doorklinken. Bij terugkoppeling via het vertragingswiel gebruiken wij slechts één terugkoppelweg (van de laatste weergeefkop naar de opneemkop), en daarbij is het genoemde gevaar zeer veel geringer. Men zou ook hierbij meer terugkoppelwegen kunnen inschakelen, namelijk vanaf één of meer voorafgaande weergeefkoppen naar de opneemkop. Experimenten hebben uitgewezen dat dit ongewenst is, wat ten dele door bovenstaande beschouwing wordt verklaard.

In plaats van een microfoon die reageert op de gemiddelde geluidsdichtheid in de zaal, zou het andere uiterste zijn een microfoon die uitsluitend het geluid rechtstreeks van de bron opvangt en niets vanuit de zaal [7]). Het gevaar van rondzingen zou dan geheel verdwenen zijn. Deze toestand blijkt met voldoende benadering te kunnen worden verwezenlijkt door gebruik te maken van een combinatie van microfoons die een sterk richtingseffect bezit. Deze combinatie, microfoonzuil genaamd, bestaat uit een tiental condensatormicrofoons die op onderling gelijke afstanden zijn bevestigd aan een staaf van ruim 1 meter lengte (*fig.* 5). Door de microfoonzuil met zorg boven het orkest op te hangen, kunnen we bereiken dat in het opgevangen signaal de luidsprekers, hoewel ze toch nog een belangrijke bijdrage leveren, niet meer overheersen. Indien het orkest met één microfoonzuil niet voldoende bestreken kan worden, gebruiken wij twee microfoonzuilen (*fig.* 6).

Fig. 5. Podium van het Gebouw voor Kunsten en Wetenschappen in Den Haag. M_1 is de microfoonzuil (staaf met tien condensatormicrofoons). (Andere op de foto zichtbare microfoons dienden voor de omroep en hadden met stereonagalm niets te maken.)

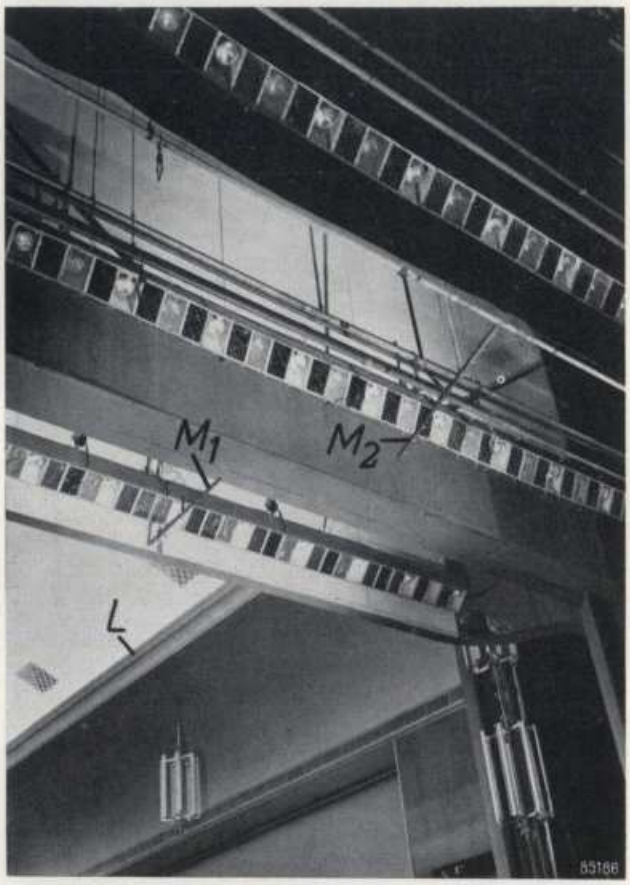


Fig. 6. In de Philipsschouwburg te Eindhoven wordt gewerkt met twee microfoonzuilen (M_1, M_2). De luidsprekers zijn onzichtbaar aangebracht in de lichtkoof L (vgl. fig. 9).

Gebruik van één of meer extramicrofoons kan wenselijk zijn om te zwakke instrumenten uit het orkest te versterken. Zo is bij voorbeeld in de Philipsschouwburg te Eindhoven het orgel vrij zwak in verhouding tot het orkest en de koren zoals die bij de jaarlijkse uitvoeringen van Bach's Matthäus-Passion optreden; het bleek verbetering te geven dit instrument door middel van een eigen microfoon „op te halen" (*fig.* 7). Met het oog op dergelijke gevallen is de stereonagalminstallatie voorzien van twee of drie microfooningangen met mengingsfaciliteiten. Wij willen echter niet nalaten op te merken dat hier (evenals in omroep- en grammofoonstudio's) aan een technicus de taak wordt toevertrouwd om de juiste sterkteverhoudingen in te stellen, een taak die, althans op artistiek niveau, naar onze mening aan de dirigent voorbehouden behoort te blijven.

[7]) Dit geval doet zich voor indien men in een zaal muziek reproduceert die elders wordt (of werd) gespeeld. Wij komen hierop aan het slot nog even terug.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

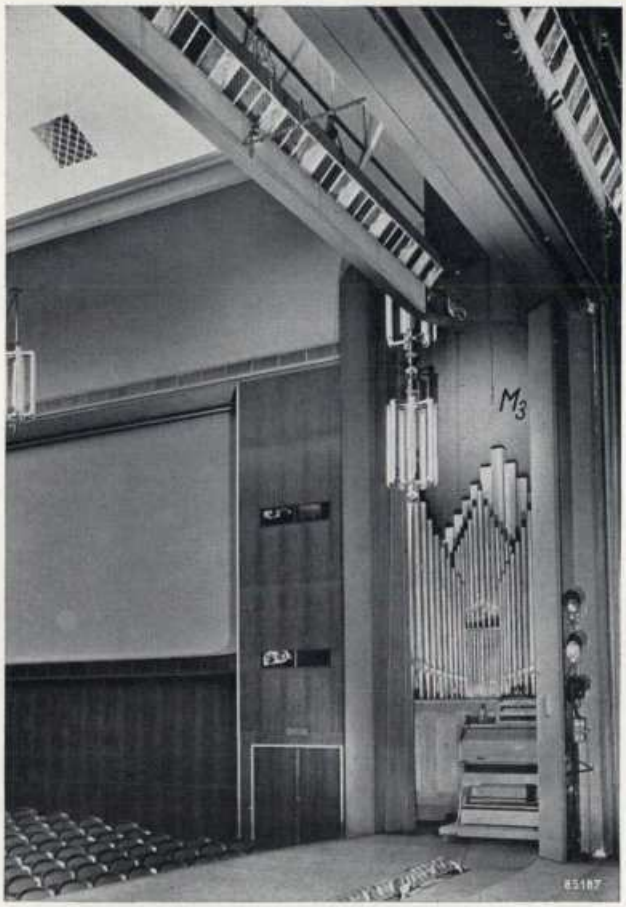


Fig. 7. Het kleine orgel in de Philipsschouwburg kan versterkt worden weergegeven door middel van een afzonderlijke microfoon M_3.

De luidsprekers

Zoals reeds werd vermeld, is de diffusiteit van het geluid misschien nog belangrijker dan de verlenging van de nagalmtijd. De diffusiteit wordt verkregen door de luidsprekers over de zaal te verspreiden (*fig. 8*) en op de verschillende weergeefkoppen aan te sluiten. Daarbij wordt de bedrading eenvoudig gehouden indien men alle tot één groep behorende luidsprekers (die vanuit dezelfde weergeefkop worden gevoed) met elkaar in serie schakelt. Voor het aansluiten van de vier groepen (in het geval van vier weergeefkoppen) kan men dan volstaan met het leggen van één vieraderige kabel rondom de zaal, balkons, enz.; waar een luidspreker moet worden aangesloten, wordt één ader onderbroken (*fig. 9*).

Bij het verdelen van de luidsprekers over de weergeefkoppen moet men zo onsystematisch mogelijk te werk gaan. De enige beperking in de willekeur is hierin gelegen dat het publiek nimmer de indruk mag krijgen dat het geluid uit de luidsprekers komt. De richtlijnen om deze indruk te vermijden, willen wij trachten iets nader uit te werken.

Fig. 8. In het Gebouw voor Kunsten en Wetenschappen zijn de luidsprekers aangebracht langs de rand van een der balkons en (niet zichtbaar op de foto) onder de balkons.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Daarbij sluiten wij aan bij het werk van K. de Boer betreffende de stereofonie [8]). Het gaat hier namelijk om een analoog probleem. De voorwaarde dat niemand in de zaal bewust muziek uit de luidsprekers mag horen komen, komt erop neer dat men op alle plaatsen in de zaal het „geluidsbeeld"

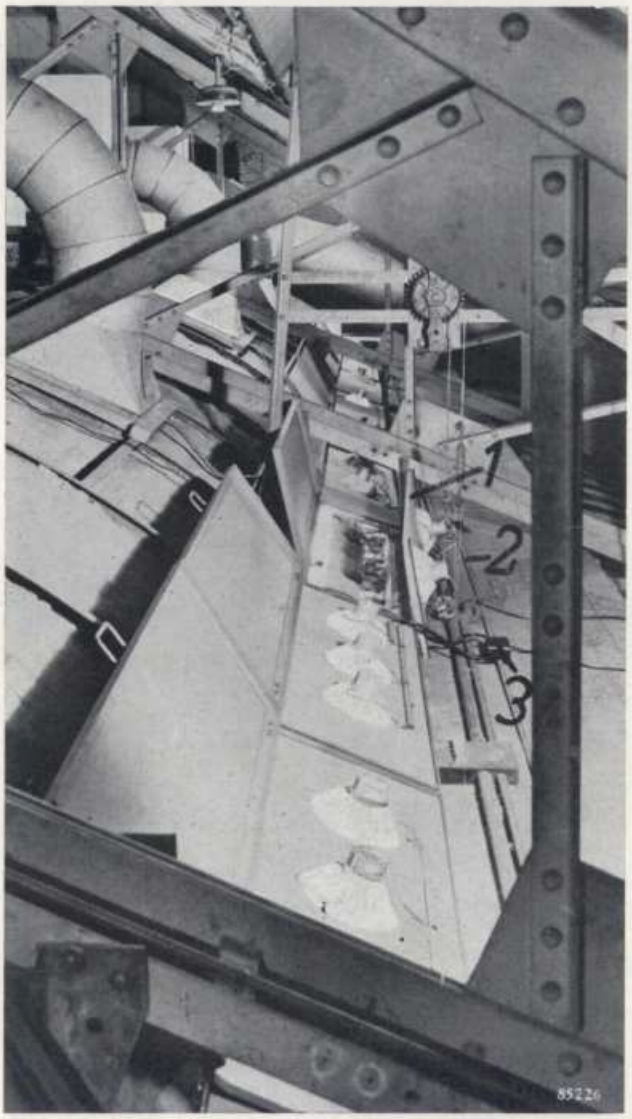


Fig. 9. De luidsprekers van de stereonagalminstallatie in de Philipsschouwburg zijn in groepen van twee of drie gemonteerd in planken, die een lichtkoof afdekken (*L* in fig. 6). Bij *1* is één plank overeind gezet. *2* is de (hier zesaderige) voedingskabel, *3* een aansluitkastje.

moet localiseren in het orkest. Dit laatste vatten wij nu op als de ene geluidsbron van een stereofonische installatie, en één der luidsprekers als de andere. Gemakshalve nemen wij aan dat de toehoorder zich bevindt in het middenloodvlak van de twee bronnen (bevindt hij zich ergens anders, dan moet men bij de aanstonds te noemen getallen bepaalde bedragen optellen). Dan weten we dat hij de resulterende denkbeeldige geluidsbron (het „geluidsbeeld") zal waarnemen in het orkest indien hetzij (a) de intensiteit van het orkest 10 dB groter is dan die van de luidspreker en beide geluiden tegelijk bij hem arriveren, hetzij (b) orkest en luidspreker even sterk zijn en het geluid van het orkest 2 ms eerder aankomt. Dit zijn twee uitersten; in tussengevallen blijkt, wat de plaats van het geluidsbeeld betreft, een vertraging van 1 ms in het ene geluid te worden gecompenseerd door een 5 dB grotere intensiteit ervan, volgens de nagenoeg lineaire betrekking die in *fig. 10* is voorgesteld [9]). Het geluidsbeeld bevindt zich voor de waarnemer zelfs nog

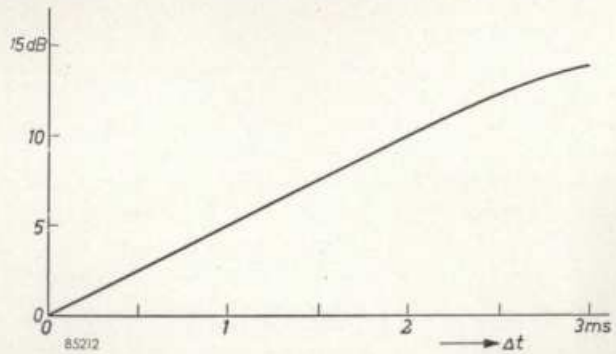


Fig. 10. Bij elk tijdsverschil Δt is uitgezet het intensiteitsverschil (in dB) dat dezelfde hoekverdraaiing van het geluidsbeeld veroorzaakt.

in het orkest indien de intensiteit van het orkest 5 dB kleiner is dan die van de luidspreker, mits slechts het geluid van het orkest meer dan 3 ms eerder aankomt.

Een andere voorwaarde is dat het geluid van de luidsprekers nergens zoveel vertraagd mag aankomen dat men het niet meer zou ervaren als nagalm van het orkest, maar als een afzonderlijke echo. Dit betekent dat bij geen enkele toehoorder het eerste luidsprekergeluid dat hem bereikt, meer dan 50 ms vertraagd mag zijn ten opzichte van het directe geluid. Deze waarde komt overeen met de grens die men vroeger had gevonden bij het nagaan van het maximale tijdsverschil dat, bij spreken, het indirecte geluid na het directe mag komen om nog tot de verstaanbaarheid bij te dragen (zie Inleiding). Recente onderzoekingen [10]) bevestigen deze waarde en ook dat het indirecte geluid luider dan het directe mag zijn.

---

[8]) Voor een recapitulatie van de beginselen der stereofonie, met literatuuraanhalingen, verwijzen wij naar R. Vermeulen, Philips techn. T. **17**, 191-197, 1955 (No. 6).

[9]) K. de Boer, Stereofonische geluidsweergave, Philips techn. T. **5**, 112-119, 1940.

[10]) H. Wallach, E. B. Newman en M. R. Rosenzweig, The precedence effect in sound localization, Amer. J. Psych. **62**, 315-336, 1949; G. Meyer en G. R. Schodder, Über den Einfluss von Schallrückwürfen auf Richtungslokalisation und Lautstärke bei Sprache, Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, IIa, 31-42, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Op grond van deze gegevens kunnen wij voor een stereonagalminstallatie de volgende regels opstellen:

1) Geen enkele toehoorder mag van enige luidspreker geluid ontvangen voordat het directe geluid hem heeft bereikt.
2) Geen enkele toehoorder mag later dan 40 ms na aankomst van het directe geluid het eerste luidsprekergeluid ontvangen (hierbij is 10 ms veiligheidsmarge ten opzichte van de grenswaarde van 50 ms genomen).
3) De intensiteit van de luidsprekers mag nergens meer dan 5 dB boven die van het directe geluid liggen [11]) (behalve de diffusiteit, is ook dit een reden waarom men met vele verspreide luidsprekers moet werken).

Wordt dezelfde zaal mede voor toneel of voordracht gebruikt en is dan verbetering van de verstaanbaarheid wenselijk, dan kan de stereonagalminstallatie ook hiervoor goede diensten bewijzen. Men drage er dan zorg voor dat geen herhaling later dan 40 ms op het directe geluid volgt, en men passe geen terugkoppeling toe.

Richtlijnen voor het doen werken van de installatie

Het voldoen aan bovengenoemde regels verzekert nog niet dat de installatie bevredigend zal werken. Juist omdat de theorie hier vaak nog door experimenten moet worden gefundeerd, dient men te waken voor het vasthouden aan ongefundeerde vooropgezette meningen.

Een voorbeeld moge dit illustreren. Bij een van onze eerste proefnemingen met stereonagalm gingen wij uit van de opvatting dat de kunstmatige nagalm moest worden opgebouwd uit zo talrijk mogelijke herhalingen, ten einde een zo glad mogelijke, exponentieel afnemende, intensiteit te verkrijgen. Het bleek echter dat daarmee wel de indruk van een lange nagalmtijd kon worden opgewekt, maar dat dit geenszins gepaard ging met het gevoel dat men zich in een grote zaal bevond — eerder in een „hard" vertrek zoals een badkamer. *Voor het suggereren van een grote ruimte bleek het nodig te zijn de tijdsintervallen tussen de echo's te vergroten en de nagalm juist niet zo glad mogelijk te doen verlopen.* Bij juiste instelling kon in een laboratoriumzaal van ca. 1000 m^3 inhoud de acoustische suggestie worden gewekt dat men zich in een kathedraal bevond.

Als algemene richtlijn bij het technisch ingrijpen in een muziekuitvoering geldt dat de electro-acusticus een grote mate van terughoudendheid moet betrachten en oppassen dat hij niet, om het effect voor iedereen opvallend duidelijk te maken, gaat overdrijven. Hij heeft nu eenmaal een ondankbaar vak: zolang men nog iets van zijn werk als zodanig herkent, wordt hem dit, en terecht, verweten, en hoe beter hij zijn werk doet, des te natuurlijker men het resultaat vindt. De grootste lof die men hem kan geven, is de uitspraak: „Het orkest klonk veel beter, maar van de installatie heb ik niets gemerkt".

Zoals al werd opgemerkt, is niet alleen de Philipsschouwburg te Eindhoven van een stereonagalminstallatie voorzien, maar ook het Gebouw voor Kunsten en Wetenschappen in Den Haag. Op 30 November 1954 heeft deze (toen nog provisorische) installatie voor het eerst in aanwezigheid van publiek gewerkt, tijdens een concert gegeven door het Residentie-orkest. Na afloop van dit concert werden de te bereiken effecten op meer nadrukkelijke wijze gedemonstreerd.

Het oordeel over de werking tijdens het concert luidde in het algemeen „gunstig" tot „zeer gunstig". Sommigen echter viel het moeilijk het effect bewust op te merken. Illustratief is een uitspraak van een musicus onder de toehoorders: „Merkwaardig was de sensatie dat men de werking van de apparatuur niet bewust kon horen; ze werd enkel gevoeld, ondergaan, ervaren. Pas door de demonstratie na afloop van het concert kwam de bewustwording, die mij de zekerheid gaf dat mijn waarnemingen tijdens het concert toch niet uit verbeelding waren geboren".

Blijft bij sommige toehoorders de verbetering onbewust, anders is dit bij de uitvoerende musici, zowel orkestleden als solisten: deze ervaren de stereonagalm zeer duidelijk en bewust als een veel gemakkelijker „bespeelbaar" zijn van de zaal. Dit draagt ongetwijfeld bij tot het bereiken van een hoger artistiek peil.

Naar ons gevoel is het een belangrijke mijlpaal in de ontwikkeling van de electro-acustica dat vooraanstaande musici luidsprekers en wat daarbij behoort, niet slechts in de concertzaal toelaten, maar zelfs gaarne te hulp roepen om hun prestaties het relief te geven dat de zaal hun zonder dit hulpmiddel zou onthouden.

Andere toepassingen van stereonagalm

Stereonagalm zal ongetwijfeld ook andere toepassingen vinden dan het voor concerten geschikt maken van toneelzalen, zij het ook dat wegens de gecompliceerdheid van de apparatuur deze toepassingen voorlopig wel tot het professionele terrein beperkt zullen blijven.

Wij denken in de eerste plaats aan omroepstudio's. Hier kan stereonagalm een middel zijn

[11]) Zie fig. 8 van het in [10]) aangehaalde artikel van Meyer en Schodder.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

om de acoustiek van de studio te doen passen bij de aard van de uit te voeren muziek of van het op te voeren luisterspel. Dit kan men weliswaar ook achteraf doen, door aan het signaal dat de microfoon levert, een kunstmatige nagalm toe te voegen; de echokelder is een voor dit doel veel gebruikt middel. Doch de musici ontberen hierbij de stimulans die van een goede zaalacoustiek uitgaat, en het eventueel in de studio aanwezige publiek wordt eveneens te kort gedaan. Stereonagalm zal deze bezwaren kunnen opheffen [12]).

Als derde toepassing noemen wij de bioscoop. Hier kan men stereonagalm verkrijgen op de boven beschreven wijze, met dien verstande dat de versterker vóór de opneemkop nu wordt gevoed met het signaal dat van het geluidsspoor op de film wordt afgetast. Eenvoudiger is het indien het theater reeds is ingericht voor een systeem als „CinemaScope", dwz. voorzien is van rondom in de zaal aangebrachte luidsprekers en van projectors, ingericht voor film met verscheidene geluidssporen; dan kunnen tevoren op deze geluidssporen het directe en het indirecte geluid worden vastgelegd, zodat de bioscoop dan niet over een vertragingswiel behoeft te beschikken.

Ten slotte zij nog genoemd de „multiplicatie van concerten" [13]), waaronder wij verstaan het in een of meer zalen („dochterzalen") stereofonisch reproduceren van een elders (in de „moederzaal") gegeven concert. Het ligt voor de hand dat diffuse nagalm in de dochterzalen de muzikale waarde van het ten gehore gebrachte aanzienlijk zal kunnen vergroten.

[12]) Volgens een mededeling van Dr. Ir. J. J. Geluk, Chef Laboratorium der Nederlandse Radio-Unie, heeft deze Unie plannen voor de bouw van twee grote omroepstudio's (7500 m³ elk) waarin het principe van diffuse nagalm zal worden toegepast.

[13]) R. Vermeulen, Philips techn. T. **10**, 167-175, 1948, en R. Vermeulen en W. K. Westmijze, Philips techn. T. **11**, 285-294, 1949.

Samenvatting. Bij gebrek aan goede concertzalen moet muziek dikwijls ten gehore worden gebracht in een zaal die voor dit doel minder geschikt is, bij voorbeeld een schouwburgzaal. Dergelijke zalen kan men voor muziek een betere acoustiek geven door kunstmatig diffuse nagalm te verschaffen. Beschreven wordt een installatie waarmee langs electro-acoustische weg zulk een „stereonagalm" kan worden opgewekt. De kern ervan is een „vertragingswiel", waarvan de omtrek is voorzien van materiaal, geschikt voor magnetische geluidsregistratie. Een opneemkop registreert hierin de ten uitvoer gebrachte muziek. Een aantal (bij voorbeeld vier of zes) weergeefkoppen langs de omtrek van het draaiende wiel tasten, elk met een bepaalde vertraging, het geregistreerde af en voeden elk een groep luidsprekers, die door de gehele zaal heen verspreid zijn aangebracht. Van iedere groep afzonderlijk is de intensiteit instelbaar, en de vertragingen kan men regelen met de snelheid van het wiel. Het geluid wordt opgevangen door één of twee „microfoonzuilen", elk bestaande uit tien condensatormicrofoons in een opstelling met een sterk richtingseffect, ter vermindering van de kans op „rondzingen".

Gebleken is dat met een dergelijke installatie een grote verbetering van de zaalacoustiek voor muziek kan worden verkregen. Sommige toehoorders ervaren dit slechts onbewust, de uitvoerende musici echter zeer bewust als een beter „bespeelbaar" zijn van de zaal.

Aan het slot worden enige andere mogelijke toepassingen van stereonagalm besproken: omroepstudio's, bioscoop en „multiplicatie van concerten".

EEN HOOGVACUUMKRAAN MET KORTE ONTGASSINGSTIJD

621.646.6:621.52

Hoe beter het vacuum is dat men bij het pompen van electronenbuizen weet te bereiken, hoe beter in de regel de kwaliteit van de buizen zal zijn: deze zullen een langere levensduur hebben, beter reproduceerbaar zijn en — wat vooral voor zend-, gelijkricht- en röntgenbuizen van belang is — bestand zijn tegen hogere spanningen. Vandaar dat in de buizentechniek wordt gestreefd naar een steeds beter evacueren.

Een zwak punt in een hoogvacuuminstallatie vormen de kranen, die nu eenmaal onmisbare onderdelen ervan zijn. Een glazen kraan van een gebruikelijke constructie is afgebeeld in *fig. 1*. Om te maken dat de tapse plug goed in het kraanhuis draaibaar is en tevens vacuumdicht afsluit, moet men hem van tijd tot tijd met een speciaal kraanvet smeren. Nadat de ingevette plug op zijn plaats is gebracht en de pompinstallatie in werking is gesteld, duurt het nog geruime tijd alvorens men een vacuum van bij voorbeeld 10^{-6} mm Hg heeft bereikt; hiermee kan zelfs wel een tijdsverloop van tien dagen gemoeid zijn. Afhankelijk van het gebruikte kraanvet, is het na uiterlijk zes maanden, maar soms ook al binnen één maand, nodig de kranen opnieuw te smeren en dus wederom verscheidene dagen aan evacueren te besteden.

Oorzaak van de lange pomptijd is het feit dat het kraanvet slechts in zeer langzaam tempo de lucht afgeeft die deels aan het vetlaagje is geadsorbeerd, deels er als luchtbelletjes in is opgesloten. Slechts een klein gedeelte van het vetlaagje is rechtstreeks met de geëvacueerde ruimte in aanraking, en alleen van dit gedeelte wordt de lucht vrij snel weggepompt, de rest bevindt zich opgesloten tussen de plug en

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het kraanhuis, en kan dus alleen langs zeer nauwe en tot enige cm lange wegen een uitweg vinden [1]).

Om hierin verbetering te brengen, hebben wij een constructie ontworpen waarbij *het gehele ingevette oppervlak aan het vacuum wordt blootgesteld.* De lucht behoeft hier nergens een weg af te leggen die langer is dan de dikte van het vetlaagje, welke slechts van de orde van 0,1 mm is.

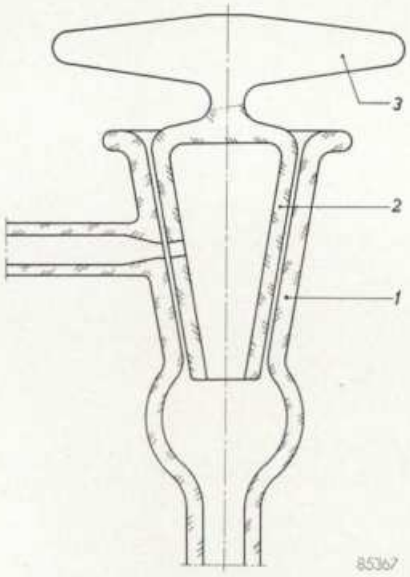


Fig. 1. Glazen hoogvacuumkraan van gebruikelijke constructie. *1* kraanhuis. *2* plug. *3* kruk.

Hoe dit idee is verwezenlijkt, blijkt uit *fig. 2*. Het kraanhuis is voorzien van een flens, die vlakgeslepen is. De ingevette plug wordt in het kraanhuis gezet, enige malen rondgedraaid (waarbij het vet zich gelijkmatig verdeelt), er weer uitgenomen, zodat men het overtollige vet kan verwijderen, en dan definitief in het kraanhuis geplaatst. Vervolgens wordt er een metalen kapje overheen gezet, dat met een flens op de glazen flens komt te rusten en hieraan met enige verende klemmen tijdelijk wordt bevestigd. Aan de binnenzijde van het kapje bevindt zich een metalen balg. Deze draagt een verende vork, die bij het aanbrengen van het kapje de buiten het kraanhuis uitstekende kop van de plug grijpt. Door middel van een stelschroef verkort men nu de balg, zodat de plug uit het kraanhuis wordt gelicht. Vervolgens zet men de pompinstallatie in werking. Het kapje wordt, doordat de plug gelicht is, mede geëvacueerd en bij gevolg door de atmosfeer krachtig op de glazen flens gedrukt; een ingevette ring van kunstrubber, in een groef van de flens van het kapje aangebracht, zorgt voor een voldoende afsluiting. Het vacuum behoeft gedurende het nu begonnen ontgassingsproces van de kraan niet bijzonder hoog te zijn, bij voorbeeld 10^{-4} mm Hg.

Het gehele ingevette oppervlak van plug en kraanhuis is nu direct aan het vacuum blootgesteld. Daaraan is het te danken dat het vet al in ongeveer een uur (enigszins afhankelijk van het aantal kranen dat de installatie bevat) nagenoeg al zijn lucht heeft afgegeven.

Als het zo ver is, draait men de stelschroef terug, de balg wordt langer en de plug komt weer op zijn plaats in het kraanhuis te zitten. Door een ventiel te openen, laat men lucht in het kapje toe, dat nu gemakkelijk kan worden verwijderd. De tijd die hierna nog nodig is om een vacuum van 10^{-6} mm Hg te bereiken, is maar zeer kort.

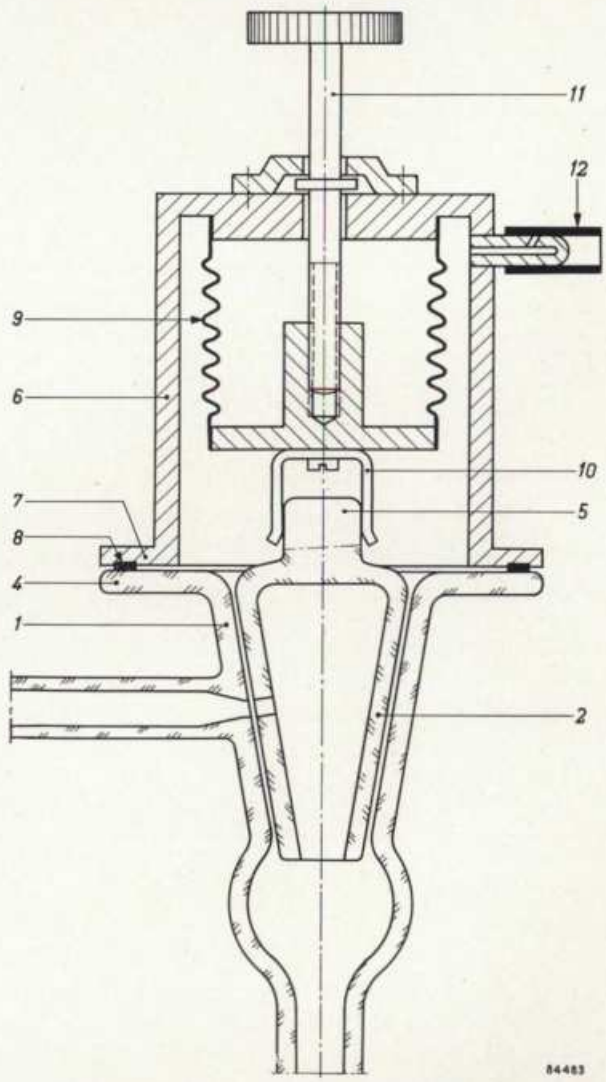


Fig. 2. Nieuwe hoogvacuumkraan, met korte ontgassingstijd. *1* kraanhuis, met glazen flens *4*. *2* plug, met massieve vierkante kop *5*. *6* metalen kapje, met flens *7*, waarin dichtingsring *8*. *9* metalen balg. *10* verende vork. *11* stelschroef. *12* ventiel. Nadat de kraan ontgast is, verwijdert men het kapje.

[1]) Men kan het gehele proces iets versnellen door de plug tijdens het pompen nu en dan wat te draaien; dan komt tenminste een deel van het zich op andere plaatsen bevindende vet in de gelegenheid zijn lucht snel kwijt te raken (bij dit draaien worden de luchtbelletjes uitgerekt en door het glas heen als strepen zichtbaar) en men vermindert hierdoor tevens de plotselinge drukstijgingen die later bij het draaien aan de kraan optreden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

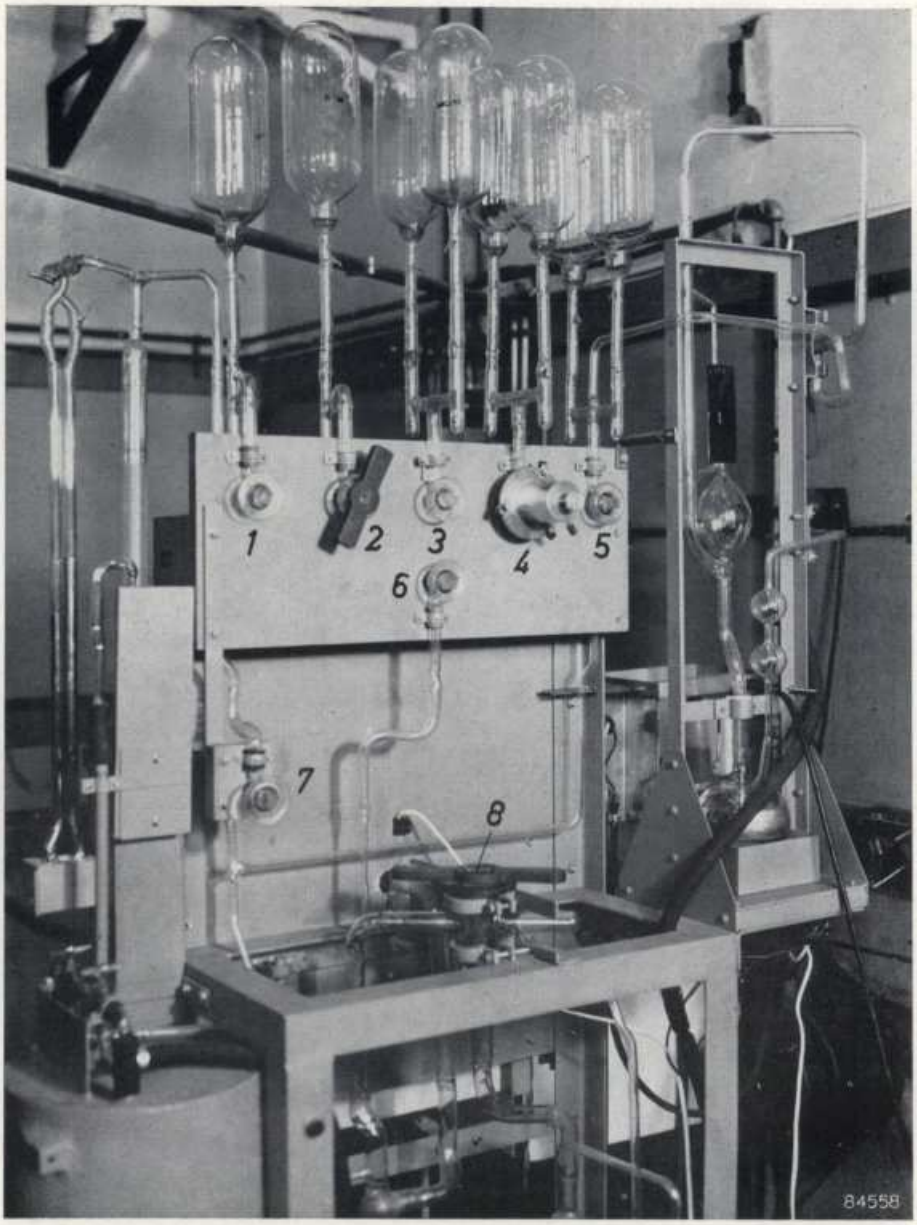


Fig. 3. Hoogvacuuminstallatie met negen kranen volgens fig. 2, waarvan er op de foto acht (*1*...*8*) zichtbaar zijn. Op de kraan *4* is het kapje geplaatst, op de kranen *2* en *8* een losse sleutel.

Alleen wanneer de kraan de eerste maal nadat één zijde ervan met de buitenlucht in aanraking is geweest, wordt gedraaid, bemerkt men nog een geringe gasafgifte; de drukstijging die hierna optreedt, blijkt aanzienlijk minder te zijn dan bij een normale kraan welke al een half jaar in gebruik is. De nieuwe kraan is na het ontgassen volkomen helder; ook dit wijst er al op dat het in de kraan aanwezige vet geen lucht meer insluit.

Van belang is ook dat de nieuwe kraan het gebruik van vetsoorten veroorlooft die de beste smeringseigenschappen hebben; voor gewone kranen zijn deze vetten minder geschikt, omdat men ze moeilijk kan ontgassen.

Zoals men zal hebben opgemerkt, is de plug, om hem te kunnen draaien, niet voorzien van de gebruikelijke glazen kruk (fig. 1), maar van een massieve kop (fig. 2). Dit is in de eerste plaats gedaan om het kapje klein te kunnen houden. De plug wordt gedraaid met behulp van een losse sleutel, die van hardpapier, hardweefsel of een dergelijk materiaal kan zijn vervaardigd. Dit is trouwens ook voor gewone kranen een aanbevelenswaardige methode, omdat de glazen krukken nogal eens afbreken, waarbij men zich gemakkelijk in de vingers snijdt. Met een sleutel, geplaatst over de stevige kop, komt dit niet voor.

Fig. 3 laat een hoogvacuuminstallatie zien waarin een aantal van de nieuwe kranen worden gebruikt.

J. HORSELING.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN METHODE VOOR HET BEWERKEN VAN WOLFRAAM

door R. LEVI *).

669.276

De techniek voor het bewerken van wolfraam die in dit artikel wordt beschreven, is in de eerste plaats ontwikkeld voor de fabricage van zg. naleveringskathodes (Engels: dispenser cathodes). Verwacht kan worden dat deze techniek ook voor vele andere, tegenwoordige of toekomstige, toepassingen van metallisch wolfraam van belang zal blijken.

Metallisch wolfraam speelt in de gloeilampenfabricage een alles overheersende rol als gloeidraadmateriaal, dank zij zijn zeer hoog smeltpunt (ongeveer 3400 °C) en zijn zeer lage dampdruk en grote mechanische sterkte bij hoge temperaturen. Om dezelfde en andere redenen wordt dit metaal ook veelvuldig toegepast in röntgenbuizen, zowel voor de anode als voor de kathode, alsmede voor relaiscontacten enz. Door zijn physische eigenschappen zou wolfraam ongetwijfeld ook het ideale materiaal voor allerlei andere toepassingen in het laboratorium en in de industrie zijn. Toch heeft men er betrekkelijk weinig gebruik van kunnen maken ten gevolge van het feit dat het metaal uiterst moeilijk te bewerken is: zuiver wolfraam is bij normale temperatuur zeer hard en bros, zodat het met normale methodes vrijwel onmogelijk is wolfraamonderdelen van ingewikkelde vorm en met nauwe toleranties te maken.

Een in het Philipslaboratorium te Irvington gedurende de laatste jaren ontwikkelde nieuwe techniek, die in dit artikel zal worden beschreven, opent in dit opzicht nieuwe mogelijkheden en zal wellicht voor allerlei toepassingen van wolfraam van groot belang blijken te zijn.

Toen voor het eerst getracht werd wolfraam voor het gloeilichaam van een gloeilamp te gebruiken, moest men, juist wegens het hoge smeltpunt, tot ongewone fabricagemethodes overgaan (sintermetallurgie). De tegenwoordige techniek voor de vervaardiging van wolfraamgloeidraden kan in het kort als volgt worden samengevat [1]). Wolfraampoeder met een geschikte korrelgrootte en ook overigens geschikte eigenschappen, dat langs chemische weg verkregen is, wordt onder een druk van 1000-4000 kg/cm² tot staven geperst en in een oven tot een temperatuur van bijv. 1100 °C verhit. Bij deze behandeling (voorsinteren) worden de metaalkorrels enigszins aan elkaar gebakken en de staven verkrijgen een voldoende sterkte om ze te kunnen hanteren en ze aan het eigenlijke sinterproces te kunnen onderwerpen. Bij het laatstgenoemde proces worden de voorgesinterde staven in een waterstofatmosfeer door een electrische stroom tot een temperatuur van ongeveer 3000 °C verhit. Hierbij sinteren de korrels van het wolfraammetaal zo sterk samen, dat de dichtheid van het materiaal, die bij de voorgesinterde staven ongeveer 55% van de waarde voor massief wolfraam kan bedragen, tot meer dan 90% kan stijgen. De dichtheid van de gesinterde staven wordt verder vergroot door ze een aantal keren in hete toestand door een hamermachine te trekken. Zo krijgt men ten slotte staven van enige millimeters diameter, die in hete toestand voldoende ductiel zijn om er draad van te trekken. Volgens deze techniek wordt wolfraamdraad van bijv. 1 mm tot 0,01 mm diameter, of zelfs nog dunner, op grote schaal vervaardigd en tot gloeispiralen verwerkt.

Als we afzien van deze zeer geperfectioneerde en gemechaniseerde techniek voor het vervaardigen van wolfraamdraad, zijn de bewerkingsmogelijkheden voor de zeer harde, gesinterde wolfraamblokken (of staven of platen die hiervan verkregen zijn) bij normale temperaturen beperkt tot slijpen en evtl. in stukken snijden met behulp van siliciumcarbideschijven [2]). Het is duidelijk dat men op deze wijze alleen eenvoudige onderdelen van niet te grote of te kleine afmetingen kan maken. Pogingen om de onderdelen vóór het laatste sinterproces te vormen, hetzij door het wolfraampoeder in een matrijs te persen, hetzij door voorgesinterde staven (met dichtheid ongeveer 55%) te bewerken, hebben niet veel succes gehad. Bij het bewerken van de zeer poreuze voorgesinterde staven krijgt men geen gladde oppervlakken, aangezien de deeltjes niet doorgesneden, doch veeleer in kluitjes uit het materiaal gescheurd worden. Bovendien krimpt het materiaal gedurende het laatste sinterproces in het algemeen aanzienlijk en trekt het krom, waardoor

*) Philips Laboratories, Irvington-on-Hudson, N.Y, U.S.A.

[1]) C. J. Smithells, Tungsten, Chapman & Hall, Londen 1945, tweede uitg.; zie ook J. D. Fast, Het vervaardigen van compacte metalen door persen en sinteren, Philips techn. T. **4**, 321-328, 1939.

[2]) Over de bewerking bij hoge temperaturen zie: D. White en J. J. Aust, Materials and Methods **27**, 81, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het zeer moeilijk wordt zich precies aan de gewenste vorm en dimensies te houden.

De techniek die in dit artikel zal worden beschreven [3]), werd speciaal ontwikkeld voor een toepassing van wolfraam waarbij het essentieel is dat het metaal een nauwkeurig vastgestelde porositeit bezit, nl. voor de Philips naleveringskathodes. (Hiertoe behoren de L-kathode, die enige jaren geleden in dit tijdschrift is beschreven [4]), en de nieuwe, „geïmpregneerde" vorm hiervan, die binnenkort in dit tijdschrift zal worden behandeld [5])). De techniek bestaat uit de volgende stappen. Een poreus blok wolfraam dat reeds tot de definitieve dichtheid is gesinterd, wordt eerst geïmpregneerd met een geschikt gesmolten metaal dat op generlei wijze met het wolfraam reageert. Het geïmpregneerde wolfraamlichaam kan dan bij normale temperatuur met gebruikelijke gereedschappen van sneldraaistaal of carbide worden bewerkt. Ten slotte wordt het metaal waarmee het wolfraam is geïmpregneerd, door verdamping verwijderd en men heeft een nauwkeurig bewerkt onderdeel van zuiver wolfraam, met een porositeit geheel gelijk aan die welke bij het sinterproces werd verkregen.

Fig. 1 laat een wolfraamonderdeel in de verschillende stadia van het proces zien. Het wolfraam werd in dit geval geïmpregneerd met koper. Door de oxydatie van het koper aan het oppervlak toont het bewerkte onderdeel vóór en na het verdampen van het koper slechts een gering kleurverschil; deze twee stadia zijn derhalve niet afzonderlijk in de foto opgenomen.

Er dient op te worden gewezen dat het impregneren van poreuze wolfraamlichamen met metalen, zoals koper en zilver, sinds vele jaren bekend is en toegepast wordt voor de vervaardiging van puntlaselectrodes en voor bepaalde soorten relaiscontacten. Zulke contacten moeten in de eerste plaats een goed electrisch geleidingsvermogen bezitten — waartoe het koper of zilver, waarmee het lichaam doordrenkt wordt, bijdraagt —, terwijl het wolfraam de taak heeft te voorkomen dat de contacten blijven kleven of door een ontstaande lichtboog aan elkaar gelast worden. Aangezien het impregneren in ons geval een geheel andere bedoeling heeft, is het duidelijk dat ook aan geheel andere eisen moet worden voldaan. Dit blijkt vooral bij de keuze van het metaal waarmee het wolfraam wordt geïmpreg-

Fig. 1. Stadia bij de bewerking van een wolfraamonderdeel volgens de nieuwe methode. Van onder naar boven: voorgesinterde wolfraamstaaf (dichtheid 55% van de waarde voor massief wolfraam); wolfraamstaaf gesinterd tot de vereiste dichtheid (83%); gesinterde wolfraamstaaf na de impregnatie met koper; onderdeel dat door normale bewerkingen uit de geïmpregneerde staaf is verkregen. Het koper wordt na de bewerking door verdamping verwijderd; dit proces heeft geen invloed op de afmetingen en brengt de dichtheid precies tot de oorspronkelijke waarde van 83% terug.

[3]) R. Levi, U.S.A. octrooi nr. 2 669 008, 16 Febr. 1954. R. Levi, The machining of tungsten and its application in the fabrication of Philips dispenser cathodes, Convention record of the I.R.E. 1954 National Convention, deel 3, 70-73.

[4]) H. J. Lemmens, M. J. Jansen en R. Loosjes, Een nieuwe thermisch emitterende kathode voor zware belastingen, Philips techn. T. **11**, 349-358, 1949.

[5]) R. Levi, J. appl. Phys. **24**, 233, 1953; Le Vide **9**, 284-289, Nov. 1954; J. appl. Phys. **26**, 639, 1955 (No. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

neerd. In beide gevallen moet dit voldoen aan de voorwaarden dat het in gesmolten toestand het wolfraam bevochtigt en door capillaire werking in het poreuze lichaam trekt. Voor onze techniek van bewerken echter moet bovendien nog worden voldaan aan de voorwaarde dat het wolfraam en het impregnerende metaal zowel onder als boven het smeltpunt van het laatstgenoemde wederkerig onoplosbaar zijn. Bovendien moet het impregnerende metaal niet alleen het wolfraamlichaam „opvullen", maar het moet ook als smeermiddel bij de bewerking fungeren; door deze gecombineerde functie voorkomt het dat deeltjes uit het materiaal gescheurd worden en dat het gereedschap verbrandt of overmatig snel slijt.

Ons is gebleken dat goud en koper alsmede legeringen van deze beide metalen in alle verhoudingen het best aan de bovengenoemde eisen voldoen. De hoge prijs van goud behoeft de toepassing hiervan niet te beletten, aangezien het impregnerende metaal bij het verdampingsproces volledig teruggewonnen kan worden. Zilver daarentegen is in ons geval niet zeer geschikt als impregnerend materiaal, aangezien wolfraam een zekere, zij het ook geringe, oplosbaarheid in gesmolten zilver bezit. Bij het afkoelen scheidt het opgeloste wolfraam zich in hoofdzaak op de grootste korrels af, waardoor de mate en de aard van de porositeit die bij het aanvankelijke sinterproces werd verkregen, enigszins wordt veranderd.

Gebruikt men koper, dan wordt het impregneren bij ongeveer 1350 °C uitgevoerd [6]); bij blokken van 1 × 1 cm doorsnede heeft men hiervoor ongeveer 10 minuten nodig, grotere blokken vereisen een langere impregnatietijd. Het is van belang dat het blok volledig wordt „gevuld"; is een klein gedeelte ervan niet behoorlijk geïmpregneerd, dan kan dit tot breuk van het werkstuk of van het gereedschap leiden. Om zeker te zijn van een goede vulling, plaatsen wij het blok bovenop een afgewogen hoeveelheid koper (OFHC-kwaliteit) die iets groter is dan de in het wolfraam op te nemen hoeveelheid; het vereiste gewicht aan koper zal 8-10% van het gewicht van het wolfraam bedragen indien de porositeit van het laatste 83-84% is. Het impregneren wordt in een waterstofatmosfeer uitgevoerd. De temperatuur wordt eerst geleidelijk opgevoerd tot even beneden het smeltpunt van het impregnerende metaal. Men houdt de temperatuur dan enige minuten op deze waarde om aan het inwendige van het blok de gelegenheid te geven dezelfde temperatuur als het oppervlak te bereiken. Voert men de temperatuur vervolgens op tot 1350 °C, dan trekt het gesmolten koper van onderen door de capillaire werking in het wolfraamlichaam. Dit proces wordt bevorderd door de waterstof, die de bevochtiging verbetert.

Bekijkt men een pas bewerkt oppervlak onder de microscoop, dan ziet men generlei wolfraamkorrels, doordat een dunne koperlaag over het gehele oppervlak gesmeerd is. Verwijdert men de koperlaag langs chemische weg van het bewerkte oppervlak, dan ziet men aan het gladde uiterlijk en het vlak aaneensluiten van de korrels dat deze door het gereedschap inderdaad doorgesneden zijn en niet eruitgescheurd.

De verdamping van het koper wordt bewerkstelligd door de bewerkte onderdelen gedurende voldoend lange tijd in een vacuumoven op 1800-1900 °C te verhitten. Bij spectroscopisch onderzoek van de hierna verkregen onderdelen vindt men nog slechts een uiterst gering spoor koper. Om zeker te zijn dat de bewerkte onderdelen bij het verdampings-

Fig. 2. Microfoto van een gepolijst wolfraamoppervlak na de verdamping van het koper. De gemiddelde poriëngrootte is van de orde van enige microns, de afstanden tussen de poriën variëren tussen enkele microns en enkele tientallen microns (zulke kleine afstanden tussen de poriën zijn voor het oppervlak van naleveringskathodes gewenst [7])).

[6]) Alle voor ons proces opgegeven temperaturen zijn helderheidstemperaturen, die gemeten worden door de pyrometer op het wolfraam te richten.

[7]) Dit zal in een binnenkort verschijnende publicatie van E. S. Rittner en R. H. Ahlert van het laboratorium te Irvington worden aangetoond.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

proces volstrekt geen verandering van dimensies en van porositeit ondergaan (*fig. 2*), is het essentieel dat het sinteren van het wolfraamskelet, vóór de impregnering, gedurende voldoend lange tijd bij een aanzienlijk hogere temperatuur werd uitgevoerd dan nodig is voor de latere verdamping van het koper (en natuurlijk ook hoger dan de temperaturen waarbij de onderdelen later zullen worden behandeld of gebruikt). Aangezien de juiste sintertemperatuur in hoge mate afhangt van de eigenschappen van het wolfraampoeder, van de druk waarmee de staven worden gevormd en van de sinteratmosfeer (bijv. het waterdampgehalte hiervan), moeten al deze factoren zorgvuldig worden gekozen. Als voorbeeld voor de techniek die speciaal voor de naleveringskathodes [5]) is ontwikkeld, kan het volgende dienen. Wolfraampoeder van de in *tabel I* opgegeven korrelsamenstelling wordt bij 2000 kg/cm² tot staven geperst. Na 20 minuten op 1150 °C te zijn voorgesinterd, worden de staven wederom 20 minuten op 2400 °C gesinterd in een watervrije, reducerende atmosfeer (gekraakt ammoniakgas). De dichtheid van de staven bereikt dan een waarde van 83-84% van die van massief wolfraam.

Normale bewerkingen van geïmpregneerde staven kunnen bij dichtheden tot deze waarde relatief gemakkelijk worden uitgevoerd. Bij dichtheden boven deze waarde wordt de bewerking steeds moeilijker ten gevolge van de snelle toeneming van het percentage niet met elkaar in verbinding staande poriën, die niet gevuld kunnen worden. Dit beperkt ten slotte de toepassing van de beschreven techniek tot wolfraam met een dichtheid iets beneden 90%.

Boven is vermeld dat de toepassing voor naleveringskathodes juist op de porositeit van het wolfraam berust (in dit geval is het ook noodzakelijk dat een groot percentage van de poriën met elkaar in verbinding staat). Er zijn een aantal andere toepassingen van wolfraam denkbaar waarvoor de

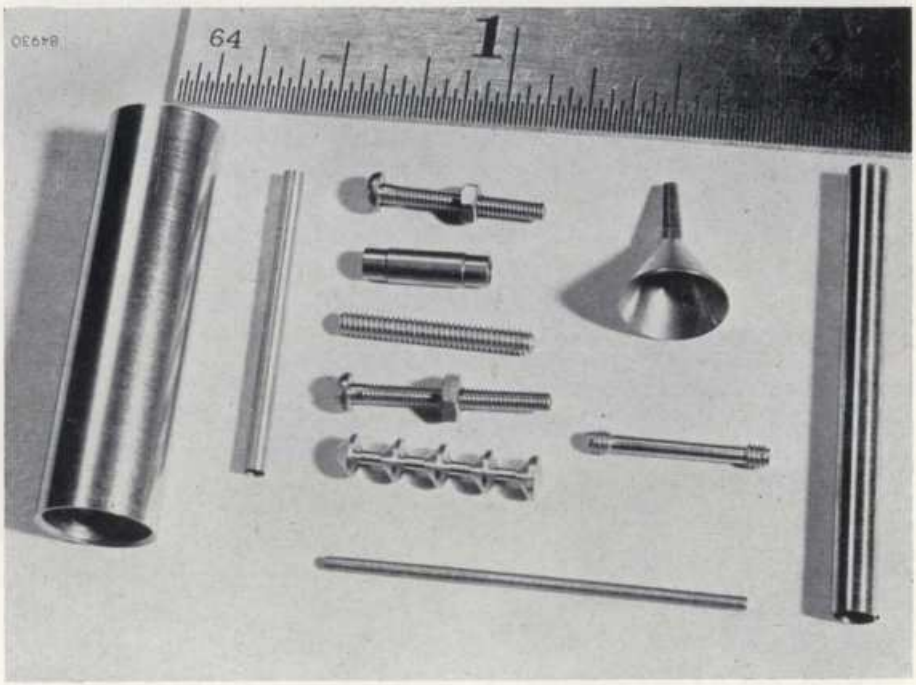


Fig. 3. Een aantal wolfraamonderdelen die volgens de nieuwe techniek zijn vervaardigd.

Tabel I. Verdeling van de korrelgrootte van wolfraampoeder, dat in het als voorbeeld beschreven geval werd gebruikt voor te bewerken onderdelen met een dichtheid van 83%. De verdeling is door een gestandaardiseerde slib-analyse bepaald, waarbij een wasmiddel (water) langs het poedermonster en vervolgens door een aantal wijder wordende vaten wordt gevoerd, waarin fracties van het poeder worden afgezet. In de eerste, nauwe vaten, waar de stromingssnelheid groot is, worden hoofdzakelijk grote korrels afgezet, kleinere deeltjes sedimenteren in de volgende, wijdere vaten.

Fractie no.	% gesedimenteerd	effectieve deeltjesstraal
1	29	$> 6\ \mu$
2	25	
3	11	
4	13	
5	22	$< 2\ \mu$

Een verdere controle op de eigenschappen van het poeder wordt verkregen door de zg. Scott-test, waarbij de dichtheid van het poeder wordt gemeten nadat dit een tijdlang in een vat is geschud. In ons geval is de Scott-dichtheid ongeveer 4,1 g/cm³.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

porositeit van het metaal geen bezwaar vormt, terwijl het gemak waarmee ingewikkelde vormen vervaardigd kunnen worden (zie *fig. 3*), de gladheid van het oppervlak en de geringe toleranties voor de afmetingen waaraan men zich bij de nieuwe techniek kan houden, van groot belang kunnen zijn. Een bijkomstig voordeel van deze techniek is, dat uiterst kleine onderdelen kunnen worden vervaardigd, die — zelfs indien men afziet van toleranties enz. — vroeger noch door persen in een matrijs, noch door bewerking van een voorgesinterde staaf konden worden gemaakt, doordat het materiaal in die toestand niet sterk genoeg is.

Samenvatting. Zuiver metallisch wolfraam, dat volgens het bekende sinterprocédé wordt verkregen, is bij normale temperaturen buitengewoon hard en bros, zodat de mogelijkheden om het te bewerken zeer beperkt zijn. Gevonden is dat poreus wolfraam, met een dichtheid tot 90% van de waarde voor massief wolfraam, met normale methodes en bij normale temperaturen nauwkeurig kan worden bewerkt indien het wolfraamlichaam met geschikte metalen, zoals koper of goud, wordt geïmpregneerd. Na het bewerken wordt het metaal waarmee de poriën zijn opgevuld en dat tevens als smeermiddel fungeert, kwantitatief door verdamping verwijderd. Heeft men vóór de bewerking het sinteren van het wolfraamblok tot de vereiste dichtheid uitgevoerd bij een temperatuur hoger dan die waaraan het wolfraamonderdeel bij de verdamping van het impregnerende metaal of bij het latere gebruik zal worden blootgesteld, dan bestaat geen gevaar dat de bewerkte onderdelen zullen krimpen of krom trekken. Volgens de nieuwe methode kunnen ingewikkelde onderdelen van uiteenlopende, ook zeer kleine, afmetingen met zeer geringe toleranties worden vervaardigd.

FUNGICIDENONDERZOEK

door M. J. KOOPMANS *).

632.952

Middelen waarmee men de aantasting van cultuurgewassen door schimmels kan tegengaan, zijn al in vrij grote getale bekend, maar alle hebben, behalve bepaalde voordelen, ook min of meer ernstige tekortkomingen. Vandaar dat op vele plaatsen ter wereld het zoeken naar nieuwe middelen met kracht wordt voortgezet. Zo ook op Boekesteyn. Als derde artikel in de reeks over het werk in dit laboratorium volgt hier een uiteenzetting over het onderzoekingswerk op het gebied der schimmelbestrijding.

Algemene karakteristiek der schimmels

Tot het belangrijkste werk dat in het Agro-biologisch Laboratorium Boekesteyn van de N.V. Philips-Roxane wordt verricht, behoort het onderzoek met betrekking tot middelen tegen dierlijke en plantaardige plagen in land- en tuinbouw. Een inleidend artikel heeft hiervan reeds een overzicht gegeven [1]) en een tweede artikel ging in het bijzonder over de bestrijding van dierlijke plagen [2]). Nu willen wij het hebben over de bestrijding van een ander gevaar, waaraan cultuurgewassen — het ene meer, het andere minder — eveneens blootstaan, namelijk de aantasting door die lager georganiseerde plantaardige organismen welke men schimmels noemt.

De verliezen ten gevolge van aantasting van gewassen door schimmels kunnen zeer aanzienlijk zijn. Zo gaat in de Verenigde Staten nog jaarlijks een bedrag van 2 milliard dollar aan oogstopbrengsten verloren ten gevolge van het niet voldoende bestrijden van schimmelziekten. In de tropische gebieden der aarde behoort een constant oogstverlies van 30% bij gewassen als banaan, koffie en cacao allerminst tot de uitzonderingen. In landen waarvan minder dramatische cijfers vermeld kunnen worden, is het vaak zo dat alleen het voortdurend ten uitvoer brengen van preventieve maatregelen de schimmelaantastingen binnen de perken houdt.

Het zou te ver voeren indien wij hier zelfs maar de allerbelangrijkste schimmelziekten de revue lieten passeren, maar het is wellicht toch nuttig, te trachten een algemene karakteristiek van deze schadelijke organismen te geven.

Vele pathogene schimmels verspreiden zich doordat hun sporen met de wind worden meegevoerd. Voorbeelden zijn de roestzwammen op het graan en de meeldauwschimmels op druiven, fruitbomen, granen, enz. Andere schimmels verspreiden zich doordat hun sporen met uit elkaar spattende regendruppels worden meegesleurd, zoals dit o.a. het geval is bij de schurftziekte in het fruit en bij de aardappelziekte. Deze beide groepen veroorzaken in het algemeen blad- en vruchtziekten.

Verder zijn er soorten waarvan de sporen aan het zaad van de „waardplant" blijven kleven, zodat de jonge plant al van het begin af aan de ziektekiemen met zich mee draagt. Wij noemen in deze categorie: steenbrand in tarwe, wortelbrand in bieten en verschillende ziekten in erwten.

*) Agro-biologisch Laboratorium Boekesteyn, N.V. Philips-Roxane, 's-Graveland.

[1]) R. van der Veen, Philips techn. T. **16**, 353-359, 1954 (No. 12).

[2]) J. Meltzer, Philips techn. T. **17**, 120-127, 1955 (No. 4).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ten slotte is er nog een categorie van plantenpathogene schimmels welke in de grond verblijft en waarvan de leden het hoofdzakelijk gemunt hebben op kiemplanten, alhoewel de ziektesymptomen ook wel pas op latere leeftijd manifest kunnen worden. Enige belangrijke gewassen die gevoelig zijn voor kiemplantaantasting, zijn bieten, komkommers en erwten.

Verreweg het grootste deel van de plantenpathogene schimmels gedijt goed bij hogere temperatuur (24 °C) en zeer vochtige lucht. Vandaar dat speciaal in de tropen de schimmelziekten zo'n groot probleem vormen. Overigens heeft men bij de aantasting niet alleen te maken met de infectiekracht van de schimmel, maar ook met het weerstandsvermogen van de plant, en zo kan het gebeuren dat juist lage temperaturen het ziek worden van het gewas bevorderen. Dit treedt in het bijzonder op in het geval van grondschimmels die kiemplantziekten veroorzaken.

Overzicht van de bestaande fungiciden

Middelen die de planten beschermen tegen schimmelziekten, noemt men fungiciden. Hun werking is in het overgrote deel der gevallen prophylactisch, dwz. hun aanwezigheid voorkomt dat infectie kan optreden: de ontkieming der schimmelsporen wordt erdoor verhinderd. Een werkelijke genezing van de plant, in dien zin dat een reeds opgetreden infectie wordt teruggedrongen, of zelfs maar tot staan gebracht, komt bij de bestrijding van schimmelziekten practisch niet voor. Dit probleem zal overigens van andere zijde in een later artikel worden aangesneden.

Verschillende van de tot dusverre bekende fungiciden hebben, naast onmiskenbare voordelen, ook ernstige tekortkomingen. Zo is de Californische pap (calciumpolysulfide [23] [3]), sinds 1888 in gebruik voor de bestrijding van o.m. schurft in fruitbomen, een goed fungicide, maar het beïnvloedt de ontwikkeling van de bomen en het uiterlijk van de vruchten zo nadelig dat het tegenwoordig voor de nieuwe rassen eigenlijk niet meer te handhaven is. Nieuwere preparaten, zoals de zg. colloïdale zwavel en de organische zwavelverbindingen thiram [1], zineb [2] en captan [5] [4]), zijn hier welkome opvolgers. Bij de laatste is de invloed op het uiterlijk van de vruchten zelfs in een positief effect overgegaan, doordat zij kleur en glans verhogen.

Koper, in de vorm van Bordeauxse pap (basisch kopersulfaat [24]) of van het daaraan verwante koperoxychloride [25], is nog steeds een gerenommeerd fungicide, alhoewel het gebruik ervan reeds dateert van 1882. Bij de bestrijding van tal van ziekten bewijst het nog goede diensten. Toch wordt in verschillende gevallen een vervangingsmiddel gaarne aanvaard. Bij vele fruitrassen veroorzaakt koperbespuiting namelijk de ongewenste ruwschilligheid, bij sierteeltgewassen is de blauwgroene kleur van het neerslag nadelig, en bovendien komen geregeld gevallen van bladbeschadiging voor. De Bordeauxse pap heeft daardoor concurrenten gevonden in het zineb en het captan. Zineb heeft zekere voordelen boven koper, omdat de met zineb bespoten gewassen langer groen blijven, wat in vele gevallen tot een grotere oogst kan leiden. De hechting ervan op het gewas (zie beneden) is evenwel zeker geringer dan die van koper, waardoor de bescherming van kortere duur kan zijn.

Bij de organische kwikpreparaten [26], ook al sinds tientallen jaren in gebruik, gaan de zeer goede fungicide kwaliteiten gepaard aan een sterke bladbeschadigende werking en aan een grote giftigheid voor warmbloedigen. Men is er dan ook allerwegen op uit, voor deze groep vervangingsmiddelen te vinden.

Tegen verschillende schimmelaantastingen — meeldauw in appelbomen bij voorbeeld — is nog steeds geen afdoend middel gevonden. Hier ligt dus nog een veld braak voor ontwikkeling van preparaten. In dit feit, alsmede in de bovengenoemde nadelen van de bekende fungiciden, ligt de reden waarom op grote schaal naar nieuwe fungiciden wordt gezocht.

Eigenschappen waarop men bij het fungicidenonderzoek moet letten

Naar de vorm waarin zij zullen worden gebruikt, zijn de middelen naar welke men zoekt, te verdelen in de volgende vier groepen:

a) Verspuitbare poeders, d.z. preparaten die gemakkelijk in water te suspenderen zijn en met behulp van dit vehiculum over het gewas verspoten worden.

b) Verstuifbare poeders, d.z. mengsels van het werkzame bestanddeel met inerte poedervormige draagstoffen, welke mengsels over het gewas verstoven kunnen worden. De middelen (a) en (b) vinden toepassing bij de bestrijding van blad- en vruchtziekten.

[3]) Cijfers tussen vierkante haken verwijzen naar de structuurformules in het aanhangsel. De nummering sluit aan bij die van de voorafgaande artikelen [1]) en [2]).

[4]) Thiram, captan e.d. zijn zg. „coined names", d.z. woorden van in het algemeen twee of drie lettergrepen, die bij onderlinge afspraak gebruikt worden ter vervanging van ingewikkelde chemische beschrijvingen en van allerlei fantasienamen. Zij worden slechts gegeven wanneer een middel bewezen heeft, iets voor de practijk te gaan betekenen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

c) Droge poedervormige preparaten, die, ter ontsmetting van zaaizaad, in een gering percentage met dit zaad worden vermengd. Zij doden de aan of in het zaad zittende schimmelsporen en beschermen het kiemplantje tegen bodemschimmels.

d) Grondbehandelingsmiddelen, die, met de teeltlaag vermengd, dienen tot het bestrijden van de in de grond voorkomende veroorzakers van wortel- en kiemplantziekten.

Om het even in welke vorm het fungicide wordt gebracht, steeds moet bij de samenstelling ervan rekening worden gehouden met een groot aantal factoren. Wij noemen er enige in willekeurige volgorde:

1) Fungiciditeit van het werkzame bestanddeel; hieronder wordt verstaan het schimmeldodend vermogen van de stof per se. Dit vermogen moet uiteraard aan een zekere minimumeis voldoen.
2) Bestandheid van het preparaat tegen uitwendige invloeden (vocht, temperatuur, licht). Deze kan niet te groot zijn.
3) Oplosbaarheid van het werkzame bestanddeel. Hiervoor bestaat een optimum: bij te geringe oplosbaarheid kan de toxische concentratie niet bereikt worden en is er dus geen fungicide werking, bij te grote oplosbaarheid spoelt het middel te snel weg.
4) Hechting van het preparaat nadat het op het blad aangebracht is: hoe beter de hechting, des te minder snel zal het fungicide door regen of dauw worden weggespoeld.
5) Verdeling van het preparaat over het gewas. Deze wordt o.m. bepaald door het gehalte aan „uitvloeier". Ook hiervoor bestaat een optimum: te weinig uitvloeier geeft slechte verdeling, te veel geeft verlies door afdruipen.

In de mycologische afdeling van Boekesteyn worden bij het fungicidenonderzoek proeven gedaan die in twee categorieën kunnen worden verdeeld. Bij de eerste is slechts één levend organisme betrokken, bij voorbeeld sporen of het mycelium [5]) van een schimmel, en men beoordeelt de werking van een preparaat naar de mate waarin het in staat is de kieming der sporen of de groei van het mycelium te verhinderen. Bij de tweede categorie zijn twee levende organismen betrokken, namelijk zowel de ziekteverwekkende schimmel als een „waardplant" die kunstmatig ermee geïnfecteerd is. Wij zullen deze twee categorieën nu nader bespreken.

[5]) Onder mycelium verstaat men het vegetatieve — veelal draad- of pluisvormige — deel van een schimmel.

Proeven waarbij één levend organisme is betrokken

De sporekiemingsproef

Voor het bepalen van fungicide activiteiten in vitro wordt veelal gebruik gemaakt van de zg. sporekiemingsproef. In principe verloopt deze proef als volgt. Men bereidt een verdunningsreeks van de te onderzoeken stof in aceton en brengt van ieder der oplossingen met behulp van een injectiespuit welke een zeer nauwkeurige dosering toelaat, telkens een bepaald aantal druppeltjes van 0,01 milliliter op een glazen plaatje (*fig. 1*). Ten einde te bewerkstelligen dat de vloeistof zich over een bekende

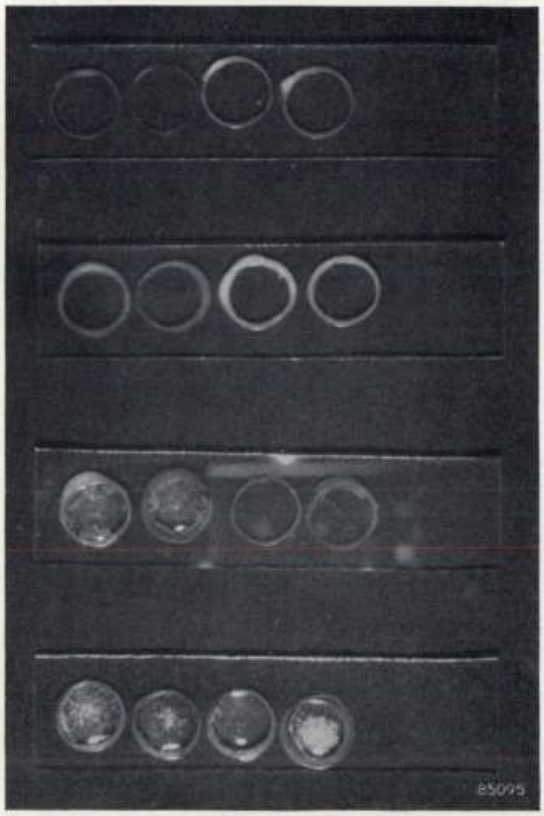


Fig. 1. Kiemingsglaasjes, voorzien van ringetjes van paraffine, waarbinnen een bekende hoeveelheid van de te onderzoeken stof is aangebracht, alsmede een druppel van een suspensie van schimmelsporen in water.

oppervlakte verdeelt, zijn op het glaasje paraffineringetjes aangebracht. Na verdamping van het oplosmiddel bevindt zich dus binnen ieder ringetje een bekende hoeveelheid van de te onderzoeken stof in de vorm van een min of meer gelijkmatig laagje. Nu wordt op dit laagje een druppel van 0,05 ml van een suspensie van schimmelsporen (veelal die van Fusarium culmorum, *fig. 2a*) in water geplaatst. Aan het water is bovendien een kleine hoeveelheid kersenextract toegevoegd ten einde het milieu voor het nu volgende ontkiemingsproces gunstig te maken. De glaasjes worden vervolgens in buisvor-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

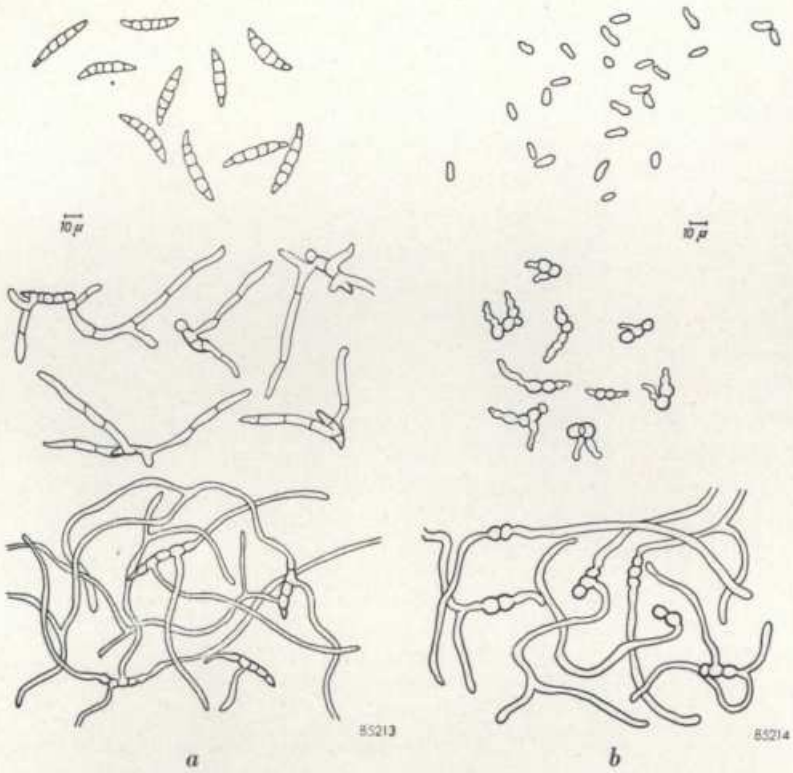


Fig. 2. *a*) Ongekiemde sporen (boven), gekiemde sporen (midden) en verdere myceliumgroei (beneden), van de schimmel Fusarium culmorum.
b) Hetzelfde voor de schimmel Mycosphaerella pinodes.

mige ruimten gebracht, welke met een plaat, bekleed met vochtig filtreerpapier, afgesloten worden (*fig. 3*). Na verloop van ongeveer 20 uur bij 20 °C stelt men het al dan niet gekiemd zijn der sporen vast (fig. 2).

Het zou ons te ver voeren, de sporekiemingsproef in details te behandelen. Wij volstaan ermee te vermelden dat de concentratie welke in staat is de kieming der sporen juist geheel, of nagenoeg geheel, te onderdrukken, in het algemeen een maat is voor de fungicide werkzaamheid van de stof. Men kan zich dan bedienen van een concentratiereeks waarin iedere term de helft der sterkte van de voorafgaande heeft. Is een grotere nauwkeurigheid wenselijk, bij voorbeeld voor het ijken van een preparaat, dan moet men de verdunningstrappen dichter op elkaar leggen en in ieder der verdunningen het kiemingspercentage vaststellen, om zodoende tot een „LD_{50}" te komen; met „LD_{50}" wordt

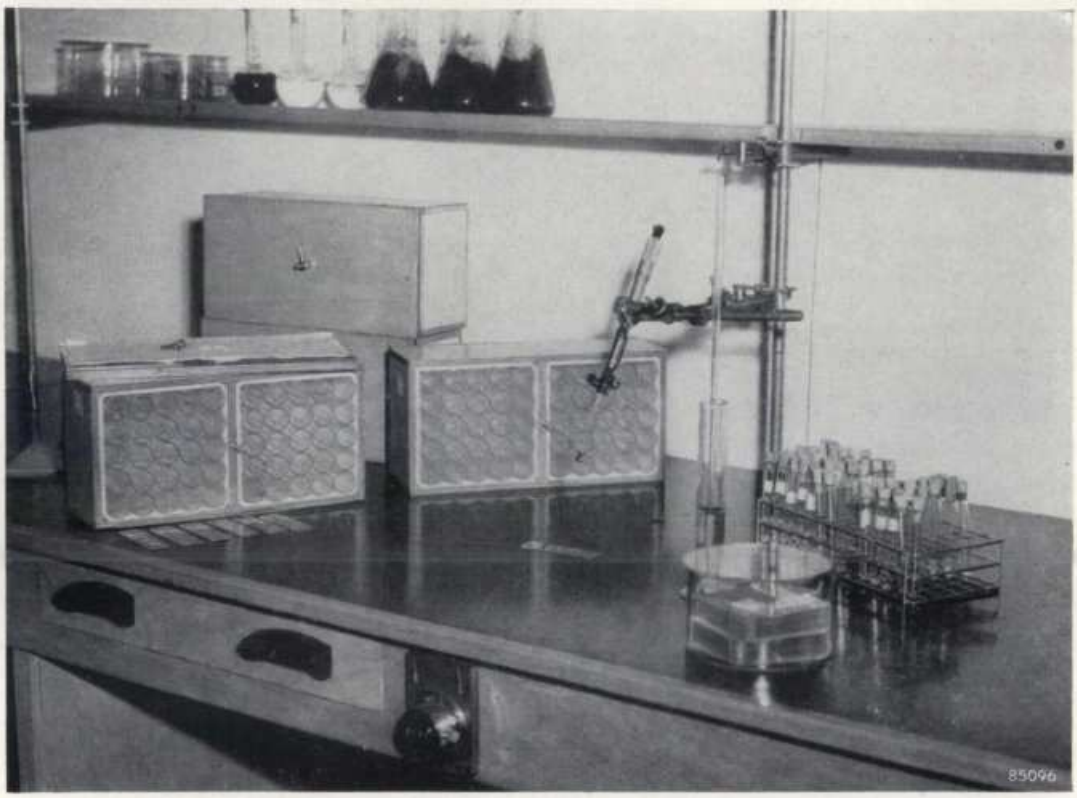


Fig. 3. De kiemingsglaasjes (fig. 1) worden in glazen cylinders geschoven (links), waarvan vervolgens de opening wordt afgesloten met vochtig filtreerpapier. Rechts: reageerbuisjes met schimmelsuspensies; in het midden: injectiespuit voor nauwkeurige dosering.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aangeduid de concentratie welke dodelijk is voor 50 % der individuen (LD = letale dosis). Men verkrijgt deze waarde door in een geschikte concentratiereeks de kiemingspercentages voor ieder der termen vast te stellen en deze gegevens ten slotte grafisch te verwerken. Deze methode is nauwkeuriger, maar kost veel tijd, doordat er een groot aantal sporen individueel voor bekeken moeten worden.

De sporekiemingsproef kan evenzeer worden gebruikt bij in water oplosbare of suspendeerbare stoffen. Men bereidt dan de verdunningsreeksen onder gebruikmaking van de sporensuspensie als verdunningsmiddel en men zet van de verschillende concentraties druppels van 0,05 ml (die dus reeds de sporen bevatten) op de kiemingsplaatjes af.

De sporekiemingsproef is in wezen een analytische methode. Men kan er niet alleen de fungicide waarde van onbekende verbindingen mee bepalen, maar men kan hem ook hanteren als middel om het gehalte van een bekend fungicide vast te stellen. Zo gebruikt, vormt de sporekiemingsproef het sluitstuk van het onderzoek betreffende bestandheid en hechting (zie hieronder), en preparaten van onbekende samenstelling kan men ermee analyseren, mits men maar de aard van het werkzame bestanddeel kent. In het algemeen gesproken, kan de sporekiemingsproef een hulpmiddel zijn bij het zoeken naar nieuwe middelen en naar betere „formuleringen" (d.i. de vorm waarin de stof wordt gebruikt: als stuifpoeder, spuitpoeder, enz.).

Onderzoek naar de invloed van grondorganismen

In hoeverre een fungicide wordt ontleed door grondorganismen, wordt op de volgende wijze onderzocht. Men vermengt de stoffen met humusrijke grond en laat het mengsel gedurende enige weken staan onder voor de ontwikkeling van de microflora optimale omstandigheden van vochtigheid, zuurstoftoevoer en warmte (24 °C). Daarna extraheert men de stoffen met aceton of een ander oplosmiddel, en men bepaalt de activiteit van het extract met behulp van de sporekiemingsproef. Ten einde bijkomstige invloeden van de grond (adsorptie, activiteit van grondbestanddelen) te kunnen elimineren, doet men ook steeds een bepaling aan een mengsel van de te onderzoeken stof met grond onmiddellijk nadat dit mengsel vervaardigd werd.

Bepaling van de hechting

Niet onvermeld moge blijven een methode ter bepaling van de hechting van de preparaten. De op sporekiemingsglaasjes gebrachte monsters worden blootgesteld aan een kunstmatige regenval van 1 cm neerslag per uur, in een apparaat waarvan *fig. 4* een afbeelding geeft. *Fig. 5* verduidelijkt de werking. Na 1 tot 2 uur beregenen wordt de fungicide activiteit van de op de glaasjes aangebrachte laagjes vergeleken met die van de laagjes op niet beregende glaasjes. Ook wordt hier het hechtend vermogen vergeleken met dat van standaardpreparaten.

Fig. 4. Toestel waarmee wordt bepaald in hoeverre fungicide preparaten op glas blijven hechten bij regenval (zie ook fig. 5).

Daarnaast wordt de hechting bepaald met behulp van bladeren (bij voorbeeld aardappelbladeren, zie hieronder) als ondergrond, waarbij dan de beschermende werking van het fungicide tegen een later aangebrachte kunstmatige bladinfectie als maatstaf geldt. Proeven van deze soort behoren tot de tweede categorie (twee levende organismen).

Onderzoek naar de invloed van toxicum op myceliumgroei

In sommige gevallen is het wenselijk, de invloed van een toxicum op de myceliumgroei na te gaan. Hiertoe staat ons een methode ten dienste waarbij gebruik gemaakt wordt van zg. knikbuizen. Dit zijn cultuurbuizen die bij het open einde voorzien zijn van een indeuking, die het mogelijk maakt, in de buis een agarvoedingsbodem te laten stollen in een laag evenwijdig aan de lengteas (*fig. 6*). De voedingsbodem is vooraf gemengd met de te onderzoeken stof. In het midden van de agarlaag brengt men een stukje mycelium van de schimmel aan. Na verloop van tijd (5 tot 20 dagen, naar gelang van de soort) bepaalt men de uitbreiding van het mycelium in vergelijking met een controleproef.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Onderzoek naar bactericide activiteit

In sommige gevallen wordt een onderzoek gedaan naar de bactericide activiteit van nieuwe stoffen. Hierbij maken wij gebruik van een tweetal plantenpathogene bacteriën. De proef wordt op dezelfde wijze uitgevoerd als de sporekiemingsproef, alleen werkt men met een voor bacteriën gunstige voedingsbodem en onderscheidt men bij de beoordeling tussen „gegroeid" (oplossing wordt troebel) en „niet gegroeid" (oplossing blijft helder).

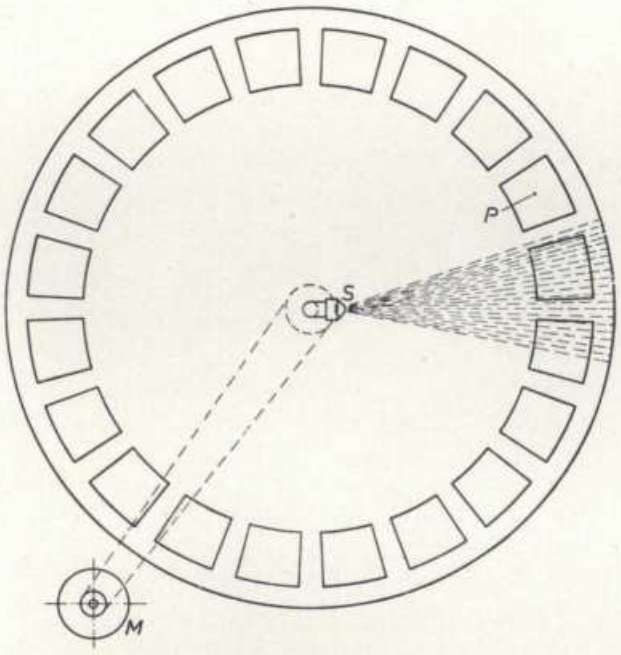


Fig. 5. Het toestel van fig. 4, van boven gezien en in doorsnede. De sproeier *S* wordt door een electromotor *M* om een verticale as rondgedraaid en beregent achtereenvolgens de in een krans opgestelde glazen plaatjes *P*, waarop de op hechting te onderzoeken preparaten zijn aangebracht. Gewerkt wordt met regenval van 1 cm per uur, gedurende 1 tot 2 uur.

Proeven waarbij twee levende organismen zijn betrokken

De tweede categorie van proeven ter bepaling van de fungicide werking van preparaten, namelijk die waarbij een waardplant kunstmatig met een ziekteverwekkende schimmel wordt geïnfecteerd, knoopt wat beter dan de vorige aan bij de practijk. Toch blijven het laboratoriummethodes, waarbij men vele factoren uit de practijk (regen, zonbestraling, wind, grondsoort, bemesting, watervoorziening, enz.) doelbewust elimineert of wel standaardiseert.

De proeven met kunstmatige infectie verlopen in het algemeen als volgt. De planten (of delen ervan) worden bespoten met een sporensuspensie (met een dichtheid in de orde van 100 000 sporen per milliliter) of bestoven met luchtdroge sporen (in het geval van meeldauw). Vervolgens worden de planten ongeveer 24 uur in een ruimte geplaatst waarin de relatieve luchtvochtigheid maar zeer weinig van 100% afwijkt en waarin de temperatuur optimaal is voor de kieming en het infectieproces (in het algemeen niet ver van 20 °C voor de gebruikte soorten). De ziekte krijgt daardoor gelegenheid aan te slaan. Daarna komen de planten te staan in een voor de ontwikkeling van het ziektebeeld gunstige omgeving. De temperatuur varieert dan al naar de soort tussen 18 en 25 °C, een relatieve luchtvochtigheid van 75% zal in het algemeen wel voldoen, en daarnaast moet men zorg dragen voor een behoorlijke verlichting, zodat de planten op zichzelf zich goed kunnen ontwikkelen. De beschermende werking van fungicide preparaten wordt nu onderzocht door bij het infecteren uit te

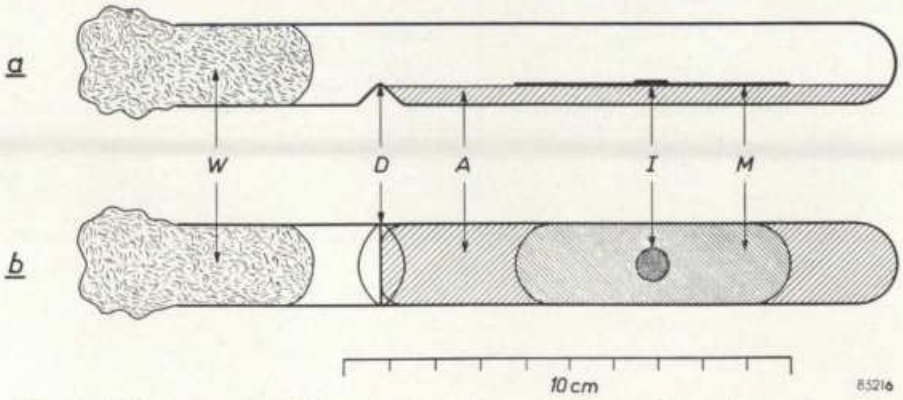


Fig. 6. Knikbuis (*a* van terzijde gezien, *b* van boven gezien), met indeuking *D*. *A* voedingsbodem van agar, vermengd met de te onderzoeken stof. *I* inoculum (stukje mycelium van de schimmel). *W* prop watten. Na een bepaalde tijd vergelijkt men de uitbreiding *M* van het mycelium met die in een controleproef.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

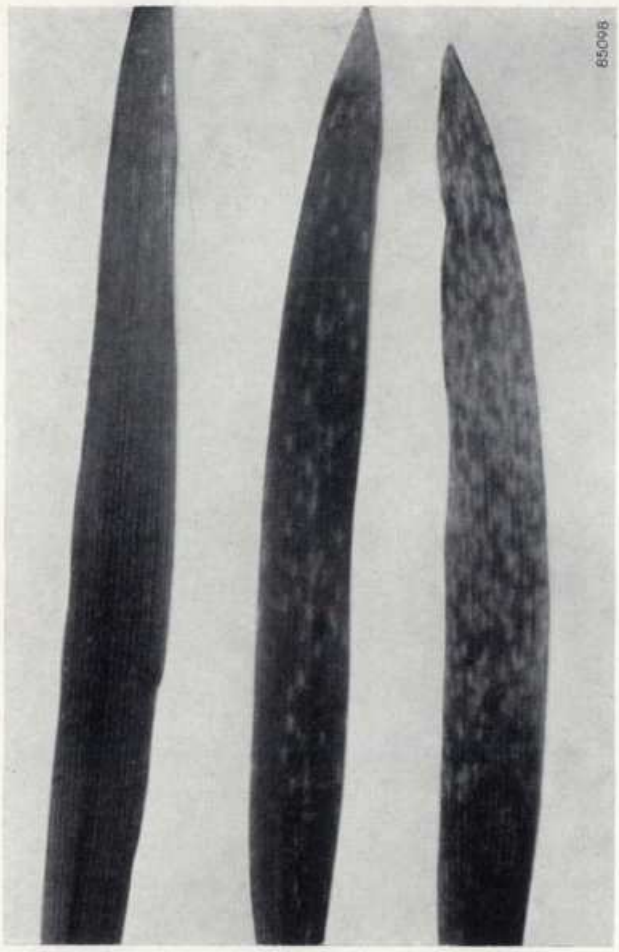


Fig. 7. Blad van een jonge gerstplant. Links: gezond blad. Daarnaast: door een soort meeldauw (i.c. Erysiphe graminis) licht resp. sterk aangetast blad.

gaan van planten welke bespoten zijn met de te onderzoeken stof. Men neemt dan waar dat de mate waarin de ziekteverschijnselen optreden, afhankelijk is van de concentratie van het vooraf op de plant aangebrachte fungicide.

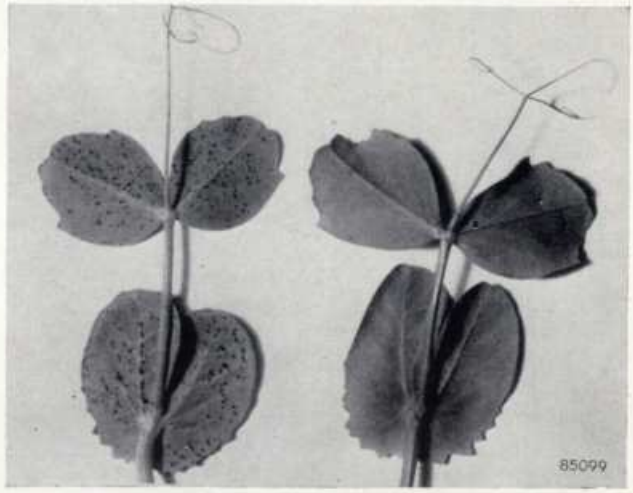


Fig. 8. Links: door Mycosphaerella pinodes (fig. 2*b*) aangetaste bladeren van een jonge erwteplant. Rechts: gezonde bladeren.

Een aantal plantenziekten zijn momenteel voor dit doel in gebruik. Wij noemen de volgende:

a) Jonge gerstplantjes (ca. 8 cm hoog) gaan een dag of vijf na het infecteren witte, poederachtige, stipjes vertonen ten gevolge van het zich ontwikkelen van de sporen van de meeldauwschimmel (i.c. Erysiphe graminis), zie *fig.* 7.

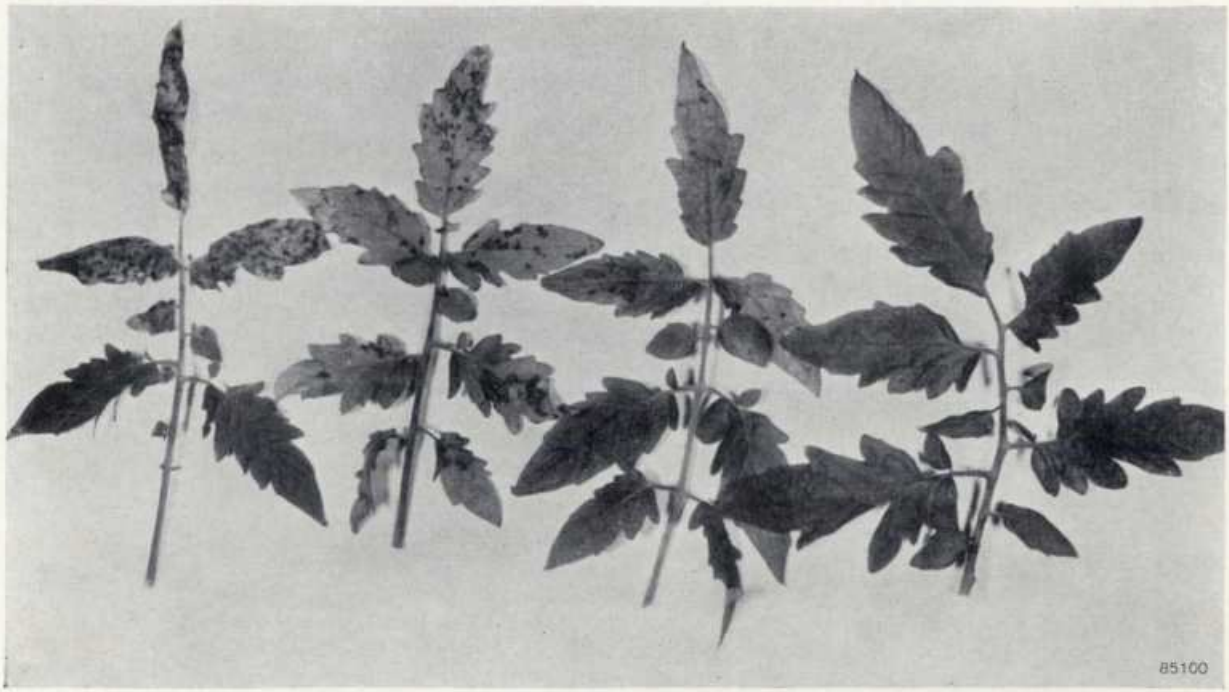


Fig. 9. Bladeren van de tomaat, besmet met Phytophthora infestans. Van links naar rechts: niet-behandelde plant, plant behandeld met resp. 0,2%, 1% en 5% koperoxychloride [25].

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

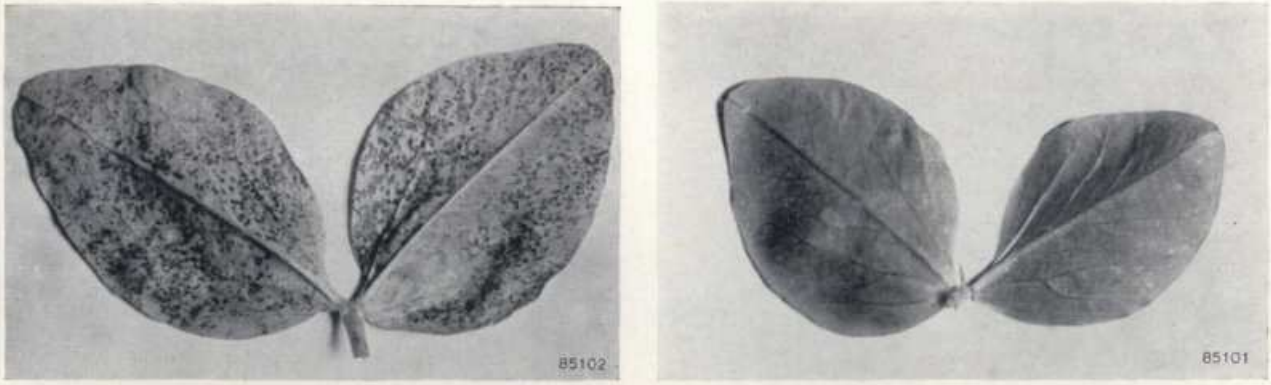


Fig. 10. Tuinboonblad, links besmet met Botrytis fabae, rechts gezond.

b) Jonge erwteplantjes (eveneens ca. 8 cm hoog), bespoten met de sporen van Mycosphaerella pinodes (fig. 2*b*), worden na enige dagen overdekt met bruine vlekjes (*fig. 8*).

c) Afgesneden bladeren van de aardappel, met de stelen in water geplaatst, gaan binnen vijf dagen te gronde aan de kunstmatige infectie met sporen van Phytophthora infestans, de verwekker van de bekende aardappelziekte. De bladeren verschrompelen en worden, als de lucht vochtig genoeg is, overdekt met een wit myceliumpluis.

d) Een soortgelijk beeld vertonen tomaten (afgesneden blad of jonge planten) die met Phytophthora infestans besmet zijn (*fig. 9*).

e) Een geliefd object is ook de bladvlekkenziekte in de tuinbonen. De ziekteverwekker (Botrytis fabae) veroorzaakt op het blad van tuinbonen in ca. twee dagen ronde donkerbruine vlekjes, die scherp afsteken tegen het ietwat grijsgroene blad (*fig. 10*).

f) De komkommer biedt mogelijkheden tot het vertonen van een ziektebeeld wanneer de jonge plantjes behandeld worden met Colletotrichum lagenarium. Na enige dagen treden lichtbruine, onregelmatig gevormde vlekken op en ten slotte verdort het blad geheel.

Voor alle infectieproeven geldt dat de werkzaamheid van het onderzochte preparaat wordt uitgedrukt in die van een of meer standaardpreparaten. Als zodanig gelden o.m. een koperoxychloride-, een zineb- en een organisch kwikpreparaat.

Zijn de voorlopige infectieproeven gunstig uitgevallen, dan worden zij herhaald, maar nu met de inmiddels tot een practijkpreparaat verwerkte stof. De alsdan verkregen uitkomsten dienen als richtlijn voor de uiteindelijke veldproeven, waarbij de bruikbaarheid van een fungicide wordt getoetst in boomgaard, akker, moestuin of kas.

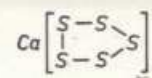
Slotopmerking

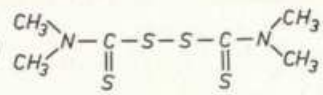
Wij hebben in het voorgaande de taak van de mycologische afdeling van Boekesteyn geschetst als schakel tussen de chemische research enerzijds en de veldproeven anderzijds. In het algemeen is daarbij sprake van het toepassen van bepaalde methodes die tot het routinewerk gerekend moeten worden. Daarnaast evenwel houdt men zich bezig met het doen van meer fundamentele onderzoekingen. Zo is men onlangs begonnen met het bestuderen van de penetratie van stoffen (uiteraard in de eerste plaats fungiciden) in de weefsels van zowel schimmels als hogere planten. Bij dit onderzoek wordt gebruik gemaakt van met radio-actieve isotopen gemerkte verbindingen. Wij hopen dat de resultaten ervan een beter inzicht zullen geven in het mechanisme van de bladbeschadigende werking van sommige fungiciden.

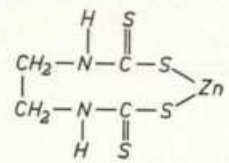
AANHANGSEL: STRUCTUURFORMULES

Hieronder volgen de formules van stoffen die in het voorgaande onder gelijkluidend nummer werden genoemd.

Zwavelpreparaten

[23] calciumpolysulfide, het voornaamste bestanddeel van Californische pap. (De juiste structuur van deze stof is nog onzeker; hier is een van de modernste opvattingen weergegeven.) . . . . . 

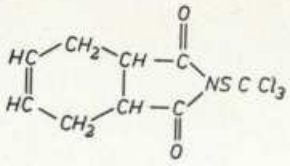
[1] tetramethyl-thiuramdisulfide (thiram, TMTD) 

[2] zink-aethyleen-bisdithiocarbaminaat (zineb, dithane) . . . . . 

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

[5] N-trichloormethyl-thiotetrahydro-phthaalimide (captan, orthocide) [6] .



Koperpreparaten

[24] basisch kopersulfaat (voornaamste bestanddeel van Bordeauxse pap) . . . . . $[Cu(OH)_2]_3CuSO_4$

[25] koperoxychloride . . . . . $[Cu(OH)_2]_3CuCl_2$

Kwikpreparaten

[26] R-Hg-X, waarin R een alifatische of een aromatische groep is (bij voorkeur C_2H_5 resp. phenyl) en X een zuurrest (meestal Cl of fosfaat, ook wel een organische zuurrest zoals p-tolueen-sulfonamide of dichloorcresol). Voorbeelden: aethylkwiksulfaat („Ceresan-nieuw"), phenylkwikdichloorcresolaat.

[6]) In het artikel [1]) is op blz. 358 voor deze stof een onjuiste formule gegeven.

Samenvatting. De voornaamste taak van de mycologische afdeling van het Agro-biologisch Laboratorium Boekesteyn van de N.V. Philips-Roxane bestaat in het beproeven van stoffen op hun schimmeldodende (fungicide) werking. Dit onderzoek vormt een schakel tussen chemisch researchwerk en veldproeven. Het is te verdelen in twee categorieën. Bij de eerste is als levend organisme alleen een schimmel betrokken, waarvan in vitro de reactie op de te onderzoeken stof in verschillende verdunningen wordt bestudeerd. Besproken worden de sporekiemingsproef (en daarbij aansluitend het onderzoek naar invloed van grondorganismen en naar hechting op de plant) en het onderzoek naar de invloed op de myceliumgroei. Bij de tweede categorie werkt men met twee levende organismen: een schimmel en een kunstmatig ermee geïnfecteerde plant. Behalve dit routinewerk doet de mycologische afdeling ook meer fundamenteel onderzoek, waarbij gebruik wordt gemaakt van radio-actieve isotopen.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publicaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2210: M. L. Huggins en J. M. Stevels: Comparison of two equations for calculation of densities of glasses from their compositions (J. Amer. Cer. Soc. **37**, 474-479, 1954, No. 10).

Ieder van de auteurs heeft vroeger een formule gegeven ter berekening van de soortelijke massa van glassoorten als functie van de samenstelling. Deze formules worden hier onderling vergeleken wat betreft hun nauwkeurigheid en de grenzen van hun geldigheidsgebieden, terwijl het verband tussen de in de formules optredende constanten wordt afgeleid. De formule van Stevels levert bruikbare waarden (nauwkeurigheid ca. 2%) voor glassoorten met een groot gehalte aan netwerkvormende elementen (zoals Si, B en Al). Of de formule, met andere waarden voor de constanten, ook bruikbaar is als het gehalte aan netwerkwijzigende elementen groot is, is niet onderzocht. In de formule van Huggins komen meer experimenteel te bepalen constanten voor, waaronder er twee zijn die voor elk van vier verschillende samenstellingsgebieden andere waarden aannemen. Voor goed gestabiliseerd glas van nauwkeurig bekende samenstelling is de formule aanzienlijk nauwkeuriger dan die van Stevels. Moeilijkheden treden op bij toepassing op glas dat behalve Si, nog andere netwerkvormende elementen in grote hoeveelheden bevat, of indien het glas stoffen bevat waarvoor nauwkeurige waarden van de desbetreffende constanten niet reeds uit metingen werden afgeleid. Vergelijking van de twee formules verdiept het inzicht in de oorzaak van het reeds lang bekende feit dat de formule van Stevels niet geldt bij aanwezigheid van elementen als Li, Be of Ti.

2211: W. P. van den Blink, H. E. Ettema en P. C. van der Willigen: A new process of stud welding (Brit. Welding J. **1**, 447-454, 1954, No. 10).

Zie Philips techn. T. **17**, 12-20, 1955 (No. 1).

2212: P. J. L. Scholte, C. C. Kok-van Alphen en B. Combée: Treatment of the cornea with a new lilliput roentgen tube (Acta Radiol. **42**, 316-328, 1954, No. 4).

Het artikel begint met een beschrijving der constructieprincipes van een lilliput-röntgenbuis voor 25 kV (zie Philips techn. T. **14**, 114-123, 1952). Dan volgt een overzicht van experimenten over röntgenbestraling van het hoornvlies van konijnen en een discussie van de resultaten verkregen bij de behandeling van het menselijke hoornvlies. In beide gevallen werd gedeeltelijk gebruik gemaakt van de beschreven buis. Zowel bij de behandeling van keratitis (ontsteking van het hoornvlies) als van vascularisatie (troebeling door het ingroeien van bloedvaten in het hoornvlies) van getransplanteerd hoornvlies waren de resultaten bemoedigend.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2213: M. E. Wise: The ratio of two factorials and some fundamental probabilities (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **A 57**, 513-521, 1954, No. 5).

Er worden reeksontwikkelingen afgeleid voor de verhouding $N!/(N-n)!$ van twee faculteiten en voor de logarithme hiervan. Het blijkt dat met deze reeksen verscheidene veel toegepaste formules uit de waarschijnlijkheidstheorie en de statistische mechanica op eenvoudiger wijze kunnen worden verkregen dan op de gebruikelijke manier met de benadering van Stirling voor faculteiten. Laatstgenoemde benadering blijkt zelfs tot een onjuist resultaat te leiden in het belangrijke geval waarin onderzocht wordt hoe een binomiale verdeling nadert tot een normale verdeling. Dit was de aanleiding tot de afleiding van een nieuwe continue waarschijnlijkheidsfunctie die de binomiale verdeling overal zeer goed benadert. De nieuwe functie kan goede diensten bewijzen ter benadering van waargenomen verdelingen waarvan het gewenst is het gedrag van de uitlopers nauwkeurig te schatten.

2214: Th. A. J. Payens: Influence of salt on the spreading pressure of films of long-chain weak acids (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 57**, 529-533, 1954, No. 5).

Het artikel bevat een voorlopig verslag over een onderzoek naar de oppervlaktedruk uitgeoefend door monomoleculaire lagen zoals verschillende oppervlakte-actieve stoffen die vormen aan een grensvlak olie-water of lucht-water. Het onderzoek betrof stoffen die niet volledig ioniseren. De mate van ionisatie in de monomoleculaire laag hangt niet alleen af van de ionisatieconstante van deze stoffen, maar ook van de electrische potentiaal aan het grensoppervlak. Deze potentiaal kan men beïnvloeden door een andere ioniserende stof, bijv. keukenzout, in het water op te lossen. De theoretische verwachting dat hierdoor de oppervlaktedruk in bepaalde gevallen kan toenemen, is experimenteel bevestigd door metingen aan monomoleculaire lagen van stearyl-fosfonzuur bij een olie-watergrensvlak en van caprylzuur bij een lucht-watergrensvlak.

2215: J. W. L. Köhler en C. O. Jonkers: De koudgaskoelmachine (Ingenieur **66**, O 103-O 110, 1954, No. 51).

Zie Philips techn. T. **16**, 33-43 en 61-71, 1954 (No. 2 en 3).

2216: J. L. H. Jonker: Secondary emission (T. Ned. Radiogenootsch. **19**, 267-281, 1954, No. 6).

Dit artikel, dat een verslag is van een voor het Nederlands Radiogenootschap gehouden lezing, behandelt de voornaamste aspecten van secundaire emissie, nl.: de secundaire emissie van metalen en van isolatoren, secundaire emissie als functie van de invalshoek der primaire electronen, de energieverdeling der secundaire electronen en de hoekverdeling der secundaire electronen. Ten slotte wordt een eenvoudige klassiek-mechanische theorie besproken waarmee deze eigenschappen kwalitatief kunnen worden verklaard, en worden enige eigenschappen genoemd die voor practische toepassingen van veel belang zijn.

2217: A. Venema: Thermische emissie (T. Ned. Radiogenootsch. **19**, 283-303, 1954, No. 6).

Verslag van een lezing gehouden voor het Nederlands Radiogenootschap. Achtereenvolgens bespreekt de auteur kort: de methode van Schottky ter berekening van de uittreepotentiaal, de invloed van geadsorbeerde laagjes op deze uittreepotentiaal, en de meting ervan, gebaseerd op de formule van Richardson. Dan volgt een overzicht van in de techniek toegepaste emitterende stoffen, met gegevens omtrent de wijze waarop de stroomdichtheid afhangt van de temperatuur. Ook het thermische rendement komt ter sprake. Vervolgens wordt het probleem van de levensduur van oxydekathodes behandeld. De bezwaren die de oxydekathode vertoont voor verschillende toepassingen, hebben geleid tot de ontwikkeling van de zg. naleveringskathodes (Engels: dispenser cathodes). Het artikel besluit met een bespreking van de drie typen Philips naleveringskathodes, nl. de L-kathode, de geïmpregneerde kathode en de geperste kathode.

R 253: E. W. Gorter: Saturation magnetization and crystal chemistry of ferrimagnetic oxides, Part III (Philips Res. Rep. **9**, 403-443, 1954, No. 6).

Vervolg van **R 248** en **R 249**. Bij enige series van mengkristallen is gezocht naar anomale σ-T-krommen: deze werden niet gevonden bij de systemen $Ni_{1+a}Fe^{III}_{2-2a}Ti_aO_4$ en $Ni_{1,5-a}Zn_aFe^{III}Ti_{0,5}O_4$, doordat, tegen de verwachting in, Ti^{4+}-ionen op A-plaatsen (tetraëderplaatsen) voorkwamen, hetgeen voor $Ni_{0,5}Fe_3Ti_{0,5}O_4$ kon worden aangetoond door metingen van de effectieve g-factor. In het systeem Li $Fe^{III}_{0,5-a}Cr_aO_4$ $(0<a<2{,}0)$ treedt een onverwachte verdeling van Li^+- en Fe^{3+}-ionen over de beide roosterplaatsen op als gevolg van korte-afstandsordening. Het resulterende moment m blijft positief, en slechts één type anomale σ-Ti kromme, nl. die waarbij de spontane magnetisatie-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

als functie van de temperatuur van teken wisselt, werd gevonden, en wel in een breed gebied van samenstellingen. Voor $a \leqq 1{,}25$ behoren deze stoffen tot groep (a). Een verandering van teken van het resulterend moment als functie van de samenstelling treedt wèl op in het systeem $NiFe^{III}_{2-2a}Al_aO_4$. Anomale σ-T-krommen werden hier gevonden in een smal gebied van samenstellingen, maar niet alle door Néel voorspelde gevallen kwamen voor; de oorzaken hiervan worden besproken. De aanwezigheid van Mn^{2+} bevordert blijkbaar het optreden van hoeken tussen de momenten der ionen op de B-plaatsen (octaëderplaatsen): het volledige systeem $MnFe^{III}_{2-a}Cr_aO_4$ behoort tot groep (b), evenals $MnFe_2O_4$ (door andere onderzoekers bereid) en een deel van het systeem $Ni_{1,5-a}Mn_aFe^{III}Ti_{0,5}O_4$. In het eerstgenoemde systeem wisselt het teken van m slechts als gevolg van het optreden van deze hoeken.

R 254: P. Cornelius: Vorschläge betreffend die Einheiten der Fläche, der dielektrischen Verschiebung und der magnetischen Feldstärke (Philips Res. Rep. **9**, 444-457, 1954, No. 6).

De auteur stelt voor, de eenheden van diëlectrische verplaatsing en van magnetische veldsterkte te definiëren op een wijze analoog aan die waarop dit geschiedt voor de eenheid van oppervlakte. De voorstellen worden gedaan ter opheffing van de moeilijkheden die zich voordoen bij de zg. rationalisatie in de electriciteitsleer. Deze moeilijkheden, en de verschillende voorstellen die reeds eerder ter opheffing zijn gedaan, worden toegelicht aan een eenvoudig meetkundig voorbeeld. Het nut van het gebruik van het teken voor „komt overeen met" wordt in twijfel getrokken.

R 255: A. Versnel en J. L. H. Jonker: A magnetless magnetron (Philips Res. Rep. **9**, 458-459, 1954, No. 6).

Er wordt een oscillatorbuis beschreven die zich in zekere opzichten gedraagt als een magnetron. Een bijzonderheid is dat hierbij geen magnetisch veld nodig is. De resultaten van enige metingen worden vermeld.

R 256: J. Smit en H. G. van Bueren: Elastic after-effect in α-iron in relation to the elastic constants of cubic metals (Philips Res. Rep. **9**, 460-468, 1954, No. 6).

De elastische nawerking in α-ijzer dat koolstof of stikstof in vaste oplossing bevat, kan worden opgevat als de oorzaak van een verandering van de elastische constanten van het materiaal. Deze opvatting maakt het mogelijk de grootte van de nawerking in polykristallijn materiaal tamelijk nauwkeurig te schatten. De schatting berust op een algemeen verband dat voor kubische metalen bestaat tussen de elastische constanten van eenkristallen en van het polykristallijne materiaal. De afleiding van het bewuste verband wordt gegeven.

R 257: Th. P. J. Botden, C. Z. van Doorn en Y. Haven: Luminescence of F-centres in alkali-halide crystals (Philips Res. Rep. **9**, 469-477, 1954, No. 6).

In kristallen van KCl, KBr, KJ en NaCl werden op twee wijzen kleurcentra (F-centra) aangebracht, nl. 1) door de kristallen te verhitten in de damp van het betrokken metaal, en 2) langs electrolytische weg. Ook RbCl-kristallen werden vervaardigd, maar uitsluitend volgens de electrolytische methode. De kleurcentra veroorzaken een absorptieband (F-absorptieband) waardoor de oorspronkelijk heldere kristallen worden gekleurd. Wordt zo'n kristal bij lage temperaturen (temperaturen van vloeibare waterstof en van vloeibare stikstof) bestraald met licht van een frequentie uit zijn F-absorptieband, dan blijkt luminescentie op te treden. Bij alle genoemde kristallen ligt de luminescentiestraling in het infrarood bij een golflengte tussen ca. 1 en 1,5 μ. De luminescentie verdwijnt geleidelijk in het temperatuurgebied van ca. 100-150 °K. Het quantumrendement is zeer laag en de luminescentie treedt alleen op indien de kristallen, na de vorming van de F-centra, snel worden afgekoeld in vloeibare stikstof en daarna op lage temperatuur worden gehouden. Afwijkende resultaten werden gevonden nadat de kristallen gedurende enige minuten bij kamertemperatuur waren bestraald, en ook nadat zij gedurende enige uren in het donker bij kamertemperatuur waren bewaard.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!